

# Pulsformierung in modengekoppelten Fasersoszillatoren

## DIPLOMARBEIT



seit 1558

FRIEDRICH-SCHILLER-UNIVERSITÄT JENA  
PHYSIKALISCH-ASTRONOMISCHE FAKULTÄT

angefertigt am  
Institut für Angewandte Physik IAP

eingereicht von Max Stumpf

geboren am 19.08.1980 in Bad Neustadt a. d. Saale

Betreuer: Dr. rer. nat. J. Limpert

1. Gutachter: Prof. Dr. rer. nat. habil. A. Tünnermann

2. Gutachter: Prof. Dr. rer. nat. habil. R. Sauerbrey

Bearbeitungszeitraum: Dezember 2004 - November 2005

Tag der Verleihung des Diploms: .....

## **Danksagung**

An erster Stelle möchte ich mich bei Prof. F. W. Wise und bei Prof. Dr. A. Tünnermann bedanken. Ihr außergewöhnliches Engagement hat mir die Forschung an diesem interessanten Thema erlaubt und die fantastische Erfahrung ermöglicht, Teile der Arbeit an der Cornell University in Ithaca, NY durchzuführen.

In diesem Zusammenhang gilt mein Dank auch dem Deutschen Akademischen Austauschdienst (DAAD) für die geleistete finanzielle Unterstützung.

Von unschätzbarem Wert war die Hilfe von Andy Chong und Joel Buckley. Beide haben mich mit großer Geduld in das Gebiet der Faseroszillatoren eingeführt und hatten selbst nach meiner Rückkehr nach Jena noch Zeit für viele hilfreiche Diskussionen.

Carsten K. Nielsen danke ich für den Programmcode und seine freundliche Hilfe bei den numerischen Simulationsrechnungen.

Ein ganz besonderer Dank gebührt Dipl. Phys. Damian Schimpf, Dipl. Phys. Fabian Röser, Dipl. Phys. Thomas Schreiber, Dr. Bülent Ortac, Dr. Andreas Liem und vor allem Dr. Jens Limpert für die tatkräftige Unterstützung und die hervorragende Betreuung meiner Arbeit in Jena.

Zu guter Letzt möchte ich mich bei meinen Eltern Theresia und Franz Stumpf bedanken, die mir das Studium überhaupt erst ermöglicht haben.

<b>1. Einleitung</b>	<b>1</b>
<b>2. Erzeugung kurzer und ultrakurzer Laserpulse</b>	<b>3</b>
2.1. Erzeugung kurzer Pulse	3
2.2. Erzeugung ultrakurzer Pulse durch Modenkopplung	4
2.3. Technik der Modenkopplung	8
<b>3. Propagation ultrakurzer Pulse in optischen Fasern</b>	<b>12</b>
3.1. Dispersion	12
3.2. Selbstphasenmodulation	14
3.3. Solitonenbildung	16
<b>4. Modenkopplung durch nichtlineare Polarisationsdrehung</b>	<b>19</b>
4.1. Der Kerr-Effekt als Ursache der NPE	19
4.2. Erzeugung eines sättigbaren Resonatorverlusts durch NPE	22
4.3. Berechnung der nichtlinearen Transmission mit dem Jones Kalkül	23
<b>5. Realisation eines modengekoppelten Faserlasers mit NPE</b>	<b>28</b>
5.1. Faserwellenleiter zur optischen Führung und Verstärkung.	28
5.2. Dispersionskompensation	30
5.3. Aufbau des Faseroszillators	32
5.4. Pulserzeugung im Faseroszillator	37
<b>6. Einzelpulsregime des modengekoppelten Faserlasers</b>	<b>40</b>
6.1. Solitäre Pulse	40
6.1.1. Ergebnisse eines gemessenen Pulses	40
6.1.2. Aspekte einer genaueren Analyse	43
6.1.3. Beschränkung der Pulsenergie und der Pulsdauer	44
6.1.4. Detektion von Multipulsregimen	47
6.2. Gestreckte Pulse	49
6.2.1. Ergebnisse eines gemessenen Pulses	49
6.2.2. Bedeutung der Gesamtdispersion	51
6.3. Parabolische Pulse bei selbstähnlicher Ausbreitung	54
6.3.1. Allgemeine Eigenschaften	54
6.3.2. Erhaltene experimentelle Ergebnisse	55
6.3.3. Simulationen	58
6.4. Vergleich der Einzelpulsregime	61
<b>7. Zusammenfassung und Ausblick</b>	<b>63</b>
<b>8. Anhang: Multipulse und Periodenvervielfachung</b>	<b>66</b>
<b>9. Literaturverzeichnis</b>	<b>70</b>

## 1. Einleitung

Ultraschnelle Optik ist ein stetig wachsendes Forschungsgebiet, welches durch das grundlegende wissenschaftliche Interesse an Vorgängen auf kleinsten Zeitskalen getrieben wird. Beispiele betreffen zeitaufgelöste Studien in der Physik und Chemie, wie die Untersuchung der Wellenpaketdynamik in Molekülen zur Aufklärung von Bindungsvorgängen. Hierbei sind die Parameter der eingesetzten Laserpulse von entscheidender Bedeutung.

Zur Erzeugung ultrakurzer Pulse werden heute überwiegend Festkörperlaser-Systeme eingesetzt. Am verbreitetsten sind Titan-Saphir-Laser, welche hervorragende Pulsparameter erlauben. Trotz eines enormen Forschungsaufwandes sind sie jedoch komplex, aufwendig und teuer, weshalb sie für Anwendungen außerhalb der Forschungslabore kaum geeignet sind. Seit kurzer Zeit werden Selten-Erd-dotierte Fasero-Laser-Systeme untersucht, die im Vergleich zu konventionellen Festkörperlaser-Systemen eine Reihe konzeptioneller Vorteile besitzen. Ihr Aufbau aus Faserwellenleitern ermöglicht eine integrierte Bauweise, die mit relativ geringen Anschaffungskosten einhergeht. Zudem stehen Laserdioden mit exzellenter Effizienz als Pumpquellen zur Verfügung. Fasero-Laser-Systeme bieten sich somit für den Aufbau einer Kurzpulsquelle mit herausragenden Eigenschaften an.

Die wesentlich höhere Nichtlinearität in Fasern hinderte Fasero-Laser-Systeme lange am Erreichen von Pulsenergien, wie sie mit Titan-Saphir-Systemen erzielt werden können. Neue Entwicklungen lassen jedoch auf eine zukünftige Beseitigung dieses Defizits schließen. Einerseits sind Single-Mode-Pumpdioden mit stetig höherer Leistung verfügbar. Andererseits zeigt das Erreichen des selbstähnlichen Regimes in Fasero-Laser-Systemen, dass die Nichtlinearität keine fundamentale Beschränkung der Pulsenergie mehr darstellt.

Im Rahmen dieser Diplomarbeit wurden neuartige Fasero-Laser-Systeme untersucht. Zur Modenkopplung wurde der Mechanismus der nichtlinearen Polarisationsdrehung ausgewählt. Als aktives Lasermedium wurden Ytterbium dotierte Fasern betrachtet, die im Wellenlängenbereich um  $1,03\text{ }\mu\text{m}$  emittieren. Ziel der Arbeit ist die Realisation eines solchen Fasero-Laser-Systems, seine Charakterisierung durch Erreichen der bekannten Operationsregime und deren Evaluation im Hinblick auf verschiedene Anwendungen. Die wichtigsten Kriterien sind dabei die Pulsenergie, die Pulsdauer und die Stabilität der Modenkopplung.

---

Im zweiten Kapitel wird ein kurzer Einblick in die allgemeinen Methoden zur Erzeugung kurzer und ultrakurzer Laserstrahlung gegeben. Die relevanten Effekte bei der Ausbreitung von Laserpulsen in Fasern werden anschließend in Kapitel drei dargestellt. Nichtlineare Polarisationsdrehung ist das Schlüsselement der aufgebauten Faseroszillatoren; ein entsprechend großer Umfang nimmt daher ihre Modellierung in Kapitel vier ein. In Kapitel fünf werden die wesentlichen experimentellen Aspekte der untersuchten Faseroszillatoren dargestellt, während die erhaltenen Pulse dann in Kapitel sechs mit ihren typischen Regimeeigenschaften vorgestellt und verglichen werden.

Die vorliegende Arbeit ist in einem Austausch mit der Arbeitsgruppe von Prof. Frank Wise an der Cornell University in Ithaca / NY entstanden. Ein Teil der Ergebnisse wurde daher in den Laboren der Cornell University erzielt.

## 2. Erzeugung kurzer und ultrakurzer Pulse

Als Einstieg in dieses hochinteressante Forschungsgebiet soll zu Beginn der Arbeit ein knapper Überblick über die vielseitigen Möglichkeiten zur Erzeugung von kurzen und ultrakurzen Laserpulsen gegeben werden. Neben den Mechanismen sollen dabei auch die Techniken für ihre Implementierung vorgestellt werden, wobei besonderes Gewicht auf die für Faseroszillatoren relevanten Methoden gelegt wird.

### 2.1 Erzeugung kurzer Pulse

Um einen kurzen Puls zu erzeugen, gibt es natürlich die Möglichkeit den Strahl eines cw-Lasers zu modulieren. Jedoch lassen sich selbst mit schnellen Modulatoren - wie z.B. Pockelszellen oder Mach-Zehnder-Interferometern - keine Pulsdauern im Bereich von Pikosekunden realisieren. Zudem bedingen Modulatoren eine Reduktion der Laserleistung, was insbesondere bei intensiver Laserstrahlung die direkte Modulation eines kontinuierlichen Strahls praktisch ausschließt. Einen Ausweg bietet die Erzeugung von Laserpulsen durch Güteschaltung oder Modenkopplung.

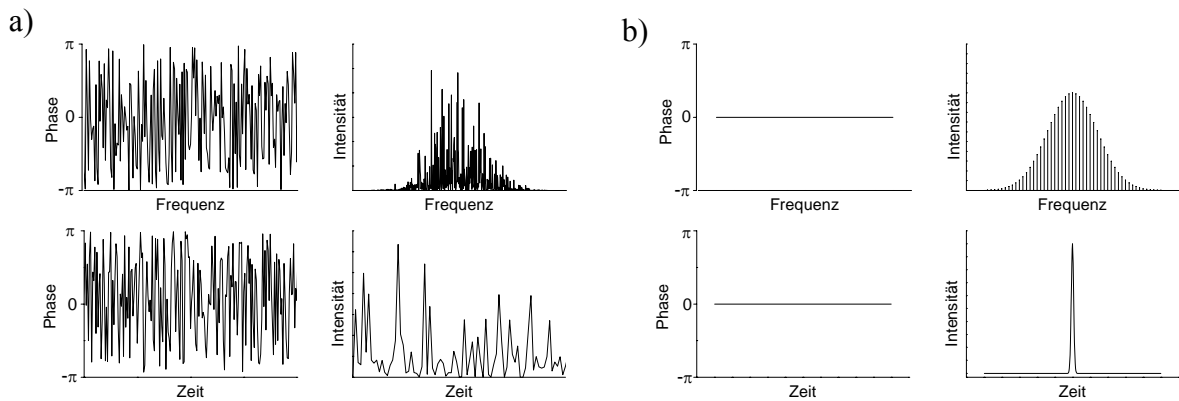
Güteschaltung bezieht sich auf die Pulserzeugung durch geschickte Manipulation der Verluste im Laserresonator. Wichtige Pulsparameter wie Dauer, Energie und Maximalleistung lassen sich dabei aus den Ratengleichungen für die Inversions- und die Photonenflussdichte ableiten [Koe92]. Die Kontrolle über die Resonatorverluste kann auf verschiedene Weise hergestellt werden. Weite Verbreitung haben vor allem Pockelszellen, die schnelle Schaltzeiten durch elektrooptisch induzierte Doppelbrechung ermöglichen.

Güteschaltung erlaubt die Entstehung von optischen Pulsen mit sehr unterschiedlichen Parametern. Mögliche Pulsdauern liegen im Bereich von mehreren Nanosekunden bis hin zu Millisekunden, wobei Pulsenergien von bis zu 10 J erreicht wurden [Koe92]. Die langen Pulsdauern machen Güteschaltung jedoch für viele Anwendungen uninteressant. Zwar konnten durch die extreme Miniaturisierung von Laserresonatoren Pulse mit einer Dauer von nur 37 ps erreicht werden [Spü99], dennoch sind diese Ergebnisse weit von den Möglichkeiten der Modenkopplung entfernt, mit der man um drei Größenordnungen kürzere Pulsdauern leicht herzustellen vermag. Die vorliegende Arbeit konzentrierte sich aus diesem Grund auf die Erzeugung ultrakurzer Pulse durch Modenkopplung.

## 2.2 Erzeugung ultrakurzer Pulse durch Modenkopplung

Ohne besondere Vorkehrungen oszillieren in einem Laser alle Resonatormoden simultan, solange sie innerhalb des Verstärkungsprofils liegen und somit überhaupt angeregt werden. Der von einem solchen Laser emittierte Strahl fluktuiert mehr oder weniger zufällig in der Zeit, da er sich aus der unkorrelierten Überlagerung aller Moden zusammensetzt (Abb. 2.1a).

Gelingt es, eine feste Phasenbeziehung zwischen den oszillierenden Moden aufzubauen, so kommt es zu einer kohärenten Überlagerung der Amplituden und damit zu einer wohl definierten Zeitabhängigkeit des emittierten Strahls. Insbesondere entsteht ein extrem kurzer Puls, wenn alle Moden die gleiche Phase besitzen (Abb. 2.1b). Dieses Phänomen wird als Modenkopplung bezeichnet, und kann aktiv mit optischen Modulatoren oder passiv durch intensitätsabhängige Verluste herbeigeführt werden.



**Abb. 2.1:** Zeit- und Frequenzverhalten eines gewöhnlichen Lasers (a) und eines modengekoppelten Lasers (b).

### Aktive Modenkopplung

Bei aktiver Modenkopplung werden die Resonatorverluste mit einer abstimmbaren Frequenz  $f$  moduliert. Besitzt die optische Trägerwelle die Frequenz  $\nu$ , so entstehen im Spektrum Seitenbänder bei den Frequenzen  $\nu \pm f$ , die durch stimulierte Emission genau dann wieder verstärkt werden, wenn sie die Frequenz benachbarter Axialmoden treffen. Daher muss die Modulationsfrequenz  $f$  gleich dem Frequenzabstand benachbarter Axialmoden im Laserresonator sein:

$$f = \Delta \nu = \frac{c}{2l} \quad (2.1)$$



Es bezeichnet  $c$  die Lichtgeschwindigkeit und  $2l$  den optischen Weg eines Resonatorumlaufes. Auch die neu erzeugten Seitenbänder unterliegen der Modulation, so dass wiederum Seitenbänder bei  $\nu \pm 2f$  hervorgerufen werden. In der Folge entsteht ein ganzes Band von axialen Moden innerhalb des Verstärkungsprofils. Vor allem aber wird den Moden eine feste Phasenbeziehung aufgezwungen, da sie am Modulator zum Zeitpunkt der maximalen Transmission eine maximale Amplitude aufweisen müssen.

Die Zahl  $N$  der im Resonator angeregten Moden, lässt sich aus der spektralen Breite  $\delta\nu$  des Verstärkungsprofils zu  $N = \delta\nu / \Delta\nu$  abschätzen. Für den emmitierten Laserstrahl ergibt sich bei einheitlicher Überlagerung aller beteiligten Moden das von der Vielstrahlinterferenz bekannte Ergebnis [Dem98]:

$$I(t) \propto \frac{\sin^2(\pi N f t)}{\sin^2(\pi f t)} \cos^2(2\pi \nu t) \quad (2.2)$$

Es werden also gleichförmige Pulse beobachtet, die sich mit der Umlaufszeit des Resonators

$$T = \frac{2l}{c} = \frac{1}{\Delta\nu} \quad (2.3)$$

wiederholen und eine Pulsdauer von etwa

$$\Delta T = \frac{1}{N \cdot f} = \frac{1}{N \cdot \Delta\nu} = \frac{1}{\delta\nu} \quad (2.4)$$

aufweisen. Die gesamte Energie, die im Resonator gespeichert ist, wird bei der Modenkopplung auf einen einzigen Puls konzentriert, wodurch eine Erhöhung der Pulsspitzenleistungen um den Faktor  $N = T / \Delta T$  gegenüber der Durchschnittsleistung eines unkorrelierten Lasers erreicht wird. Bei dem im Rahmen dieser Arbeit realisiertem Laser konnten Werte von bis zu  $N = 5 \cdot 10^5$  erzielt werden.

### Passive Modenkopplung

Wird Modenkopplung durch geeignete Rückkopplung allein durch den Resonator hervorgerufen, so spricht man von passiver Modenkopplung. Auch wenn sich die einzelnen Konzepte in ihrer Funktionsweise stark unterscheiden, so liegt ihnen die Gemeinsamkeit zugrunde, Modenkopplung durch niedrigere Verluste bei höheren Intensitäten herbeizuführen. Stets wird die Formation der Strahlung im Resonator hin zu einem kurzen Puls begünstigt. Nach einem Modell, das auf Lethokov zurückgeht [Let69], kann die Erzeugung eines ultrakurzen Pulses durch passive Modenkopplung in drei Phasen eingeteilt werden.

In der ersten Phase ist die im Resonator vorhandene Strahlung noch so gering, dass sie sowohl die Inversion als auch die Verstärkung nicht beeinflusst. Die Strahlung wird ausschließlich linear verstärkt. Das von spontaner Emission verursachte Feld fluktuiert zunächst extrem, erfährt aber in der Folge durch die beschränkte Verstärkungsbandbreite eine gewisse Glättung. Dennoch bleiben wenige Rauschspitzen bestehen, deren Intensität weit über dem Durchschnittswert liegt.

Die zweite Phase wird durch nichtlineare Verluste geprägt. Während die Verstärkung noch immer linear ist, wird in den Rauschspitzen bereits die Sättigungsintensität des Absorbers erreicht, woraus ein selektiver Verlust resultiert. Die Mitte einer Rauschspitze wächst schneller als ihr Rand, kleinere Fluktuationen werden dagegen vollständig unterdrückt.

Schließlich erreicht der Laser die letzte Phase der Pulsentstehung. Die Intensität der Signalspitzen sättigt nun den Absorber ganz, und das nichtlineare Verhalten entsteht im Wesentlichen durch die Verstärkung. Sollten sich mehrere Spitzen im Resonator befinden, so wird die Inversion von der größten Spitze am stärksten abgebaut, so dass sich schließlich die gesamte Energie nur noch auf einen einzigen Puls konzentriert. Im Frequenzraum bedeutet dies eine einheitliche Phase aller Moden, die Modenkopplung ist hergestellt.

### **Fundamentales und harmonisches Modenkoppeln**

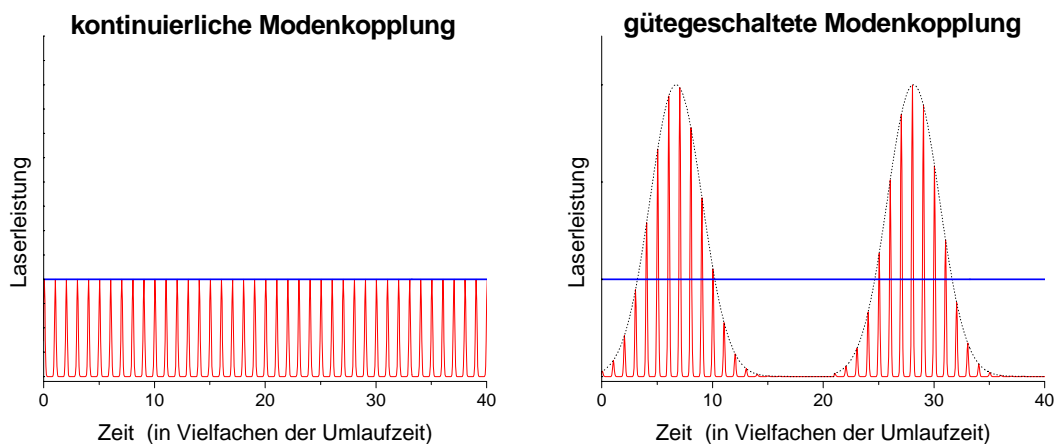
Modenkopplung erzeugt nicht immer nur einen einzigen Puls im Resonator. Unter bestimmten Bedingungen können auch mehrere Pulse entstehen, die bei gleicher Form und gleichem Abstand zur Emission eines Pulszugs führen, dessen Wiederholrate ein Vielfaches der fundamentalen Pulsfrequenz ist. Man bezeichnet dies als harmonisches Modenkoppeln. Darüber hinaus können sich auch Regime ausbilden, die aus unterschiedlichen Pulsen mit unregelmäßigem Abstand bestehen. Beides konnte innerhalb dieser Arbeit beobachtet werden (siehe Anhang).

Harmonisches Modenkoppeln lässt sich gezielt ausnutzen, um die Repetitionsrate eines Lasers zu erhöhen. Zu diesem Zweck wurden verschiedene Verfahren erfolgreich eingesetzt, die einen gleichförmigen Pulszug gewährleisten [Kel03]. Die vorliegende Arbeit beschränkt sich jedoch auf die Erzeugung und Charakterisierung von fundamentaler Modenkopplung, weil sie ein besseres Verständnis der Pulsdynamik erlaubt. Zudem erzeugt fundamentale Modenkopplung stabilere Pulszüge bei größerer Pulsenergie.

### Kontinuierliche und gütegeschaltete Modenkopplung

In den vorherigen Abschnitten wurde gezeigt, wie durch Güteschaltung und Modenkopplung kurze Laserpulse erzeugt werden. Beide Mechanismen können in einem Laser jedoch auch gleichzeitig auftreten, was man als gütegeschaltetes Modenkoppeln bezeichnet. Der generierte Pulszug erfährt dann eine zusätzliche Modulation der Einhüllenden (Abb. 2.2).

Die gesamte Laserleistung wird auf eine geringere Anzahl von Pulsen verteilt, was in einer Erhöhung der maximal möglichen Pulsspitzenleistung resultiert. Dieser Gewinn geschieht jedoch auf Kosten der Stabilität, da die Güteschaltung unregelmäßig einsetzt und die Einhüllende nicht phasenstarr mit den ultrakurzen Pulsen verbunden ist. Die ersten modengekoppelten Festkörperlaser, die auf Rubin [Moc65] oder Nd:glas [DeM66] basierten, waren auch gleichzeitig gütegeschaltet. Die Stabilität von modengekoppelten Lasern gegenüber gütegeschalteter Modenkopplung wurde in der Literatur eingehend untersucht [Hön99]. Bei dem im Rahmen dieser Arbeit aufgebauten Laser konnte gütegeschaltete Modenkopplung ausgeschlossen werden. Es wurde ausschließlich das für Anwendungen interessantere kontinuierliche Modenkoppeln erzeugt.



**Abb. 2.2:** Kontinuierliche und gütegeschaltete Modenkopplung.

## 2.3 Technik der Modenkopplung

### Aktive Modenkopplung

Aktive Modenkopplung wird durch einen Amplituden- oder Phasenmodulator im Resonator initiiert. Am weitesten verbreitet ist der Einsatz von akkusto-optischen Modulatoren (AOM) zur Amplitudenmodulation. Bei dieser Technik wird ein kleiner Quarzblock in den Resonator eingebracht, in dem man ein stehendes Ultraschallwellenfeld erzeugt. Die so verursachten Druckschwankungen werden in eine Modulation des Brechungsindex umgesetzt und bauen ein Gitter auf, an dem der Laserstrahl periodisch gebeugt wird. Phasenmodulation kann durch elektro-optische Materialien wie z.B. Lithiumniobat  $\text{LiNbO}_3$  erreicht werden.

Beide Verfahren erfordern eine spezielle Regelungstechnik, welche die Modulationsfrequenz exakt auf den Frequenzabstand der Axialmoden abstimmt. Daraus resultiert ein relativ hoher technischer Aufwand, der bei vielen Anwendungen hinderlich ist und die Vorteile aktiver Modenkopplung wie z.B. die guten Stabilitäts- und Starteigenschaften relativiert.

### Passive Modenkopplung

Passive Modenkopplung erlaubt die Erzeugung kürzerer Pulse bei geringem technischen Aufwand. Festkörperlaser konnten zwar bald passiv modengekoppelt werden, sie waren jedoch im Gegensatz zu modengekoppelten Farbstofflasern auch gleichzeitig gütegeschaltet. Daher erlangten modengekoppelte Farbstofflaser zunächst die größere Bedeutung und wurden fast ausschließlich in der Spektroskopie eingesetzt. In ihnen wurde Modenkopplung durch den sättigbaren Verlust eines Farbstoffstroms hergestellt, der in einem Ringresonator von zwei Pulsen in gegensätzlicher Richtung durchlaufen wurde. Mit dieser Technik konnten Pulsdauern von bis zu 50 fs realisiert werden [Dem98].

Der Durchbruch bei den Festkörperlaser gelang durch Kerr-Linsen-Modenkopplung (KLM) in Titan-Saphir-Lasern. Bei der Kerr-Linsen-Modenkopplung nutzt man die Intensitätsabhängigkeit der Brechzahl (siehe auch Abschnitt 3.2) als Mechanismus zur Erzeugung eines nichtlinearen Verlustes. Da die Intensität eines Pulses auf der optischen Achse höher als am Rand ist, erfährt der Puls dort einen höheren Brechungsindex. Entsprechend seinem transversalen Intensitätsprofil erhält der Puls eine zusätzliche Phase, die in völliger Analogie zur Wirkung einer Sammellinse den Puls fokussiert. Ein Puls mit größerer Intensität erfährt dabei eine stärkere Selbstfokussierung. Bringt man eine geeignete Blende nach dem Kerrmedium an, so können nur Pulse mit genügend hoher Intensität ungehindert

passieren. Schwache Pulse oder kontinuierliche Strahlung erfahren an der Blende große Verluste, so dass Modenkopplung erzeugt wird.

In Titan-Saphir-Kristallen konnten durch KLM Pulse mit einer Dauer von weniger als 6 fs [Mor99] und Energien von bis zu 13 nJ [Bed99] erzeugt werden. Für diese Performance wurden einige Nachteile in Kauf genommen: KLM Titan-Saphir-Laser sind nicht selbststartend, besitzen einen empfindlichen Resonatoraufbau, der den Betrieb nahe am Stabilitätslimit erfordert, und können nicht direkt durch Diodenlaser gepumpt werden. Diese Gründe haben den Aufbau eines kompakten, robusten und günstigen Titan-Saphir-Lasers bisher verhindert.

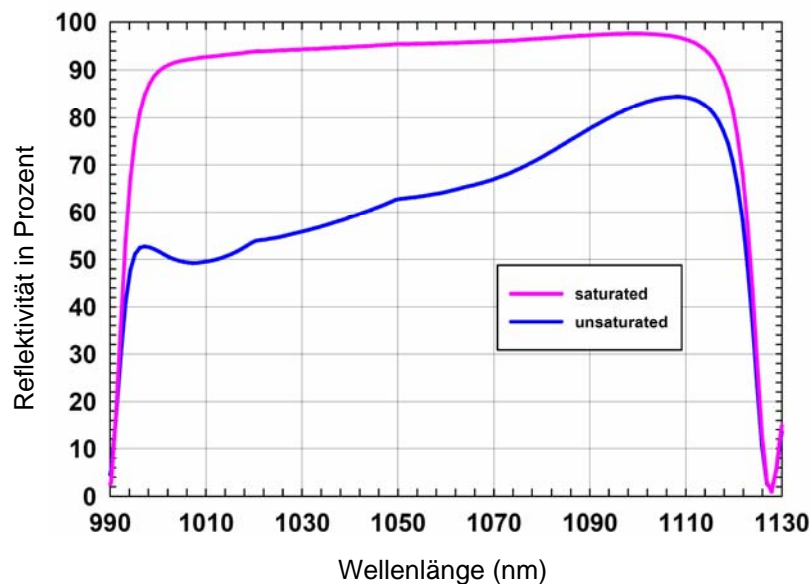
### **Mechanismen zur Modenkopplung in Faseroszillatoren**

Faseroszillatoren sind ein vielversprechender Ansatz um ultrakurze Laserpulse für eine Reihe von Anwendungen zu erschließen. Im folgenden Abschnitt soll daher speziell auf die möglichen Mechanismen zur Modenkopplung in Faserlasern eingegangen werden.

In Faserlasern lassen sich ultrakurze Pulse auch durch aktive Modenkopplung herstellen. Diese ist aber nicht kompakt und daher mit den Vorteilen des faserbasierten Laserdesigns inkompatibel. Eine Technik, die sich auch in den integrierten Aufbau eines Faserlasers implementieren lässt, ist die des sättigbaren Absorbers in Form eines Halbleiterspiegels (semiconductor saturable absorber mirror, Sesam). Ein solcher Halbleiterspiegel kann einfach an die Endfläche einer Faser geklebt werden, so dass das Licht die Führung des Wellenleiters nicht verlässt. Das zentrale Element eines Sesams ist der als Schichtstruktur aufgebaute Halbleiterabsorber, in dem die gewünschte Modulation der Laserstrahlung durch Absorption stattfindet. Wird in diesem Element ein Photon absorbiert, so ist damit eine Anregung eines Elektrons vom Valenzband in das Leitungsband verbunden. Nach dem Pauliprinzip steht jedoch im Leitungsband nur eine bestimmte Anzahl von Zuständen für die Anregung zur Verfügung, so dass in einem bestimmten Zeitintervall nur eine begrenzte Anzahl von Photonen absorbiert werden können. Danach ist die Absorption gesättigt, und die Verluste am Sesam sind minimal. Aus diesem Grund erfährt ein leistungsstarker Puls geringere Verluste, als z.B. ein kontinuierlicher Laserstrahl. Durch Rekombination und Elektron-Elektronstreuung werden die besetzten Zustände im Leitungsband wieder entlehrt, und stehen für die erneute Absorption von Photonen zur Verfügung. Die Geschwindigkeit dieser Prozesse bestimmt die Zeitkonstante eines Sesams, und hat daher einen großen Einfluss auf die möglichen Pulsdauern.

Ein weiterer wichtiger Parameter des Sesams ist die Sättigungsflussdichte, die in der Größenordnung von etwa  $100 \mu\text{J}/\text{cm}^2$  liegt. Sie lässt sich effektiv verringern, wenn die Absorberschichten zwischen zwei hochreflektierenden Spiegeln eingebettet werden. Es entsteht ein Gires-Tournois-Interferometer, das bei Resonanz eine Signalüberhöhung an den Absorberschichten verursacht und somit eine Sättigung des Sesams auch bei niedrigeren Pulsintensitäten erlaubt. Abb. 2.3 stellt die dynamische Absorption eines kommerziell erhältlichen Sesams dar.

Obwohl sich viele Eigenschaften von Sesams unabhängig optimieren lassen, ist es schwierig Sesams herzustellen, deren Zeitkonstanten unter einer Pikosekunde liegen. Die minimale Pulsdauer ist daher begrenzt. Man konnte Pulsdauern von 1,6 ps erzielen [Bra96], wesentlich kürzere Pulsdauern können jedoch erst durch zusätzliche Kompressionseffekte, wie z.B. die Formierung von Solitonen erreicht werden.

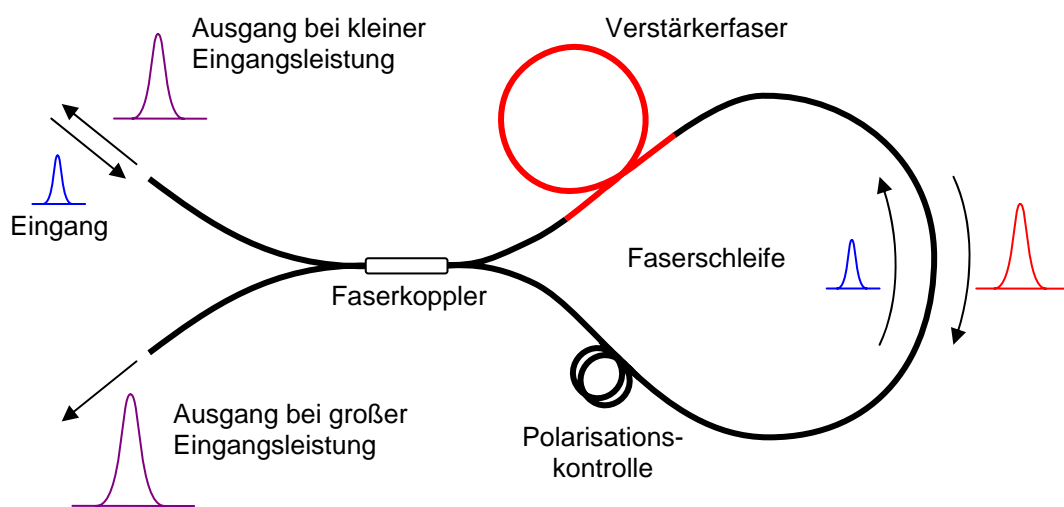


**Abb. 2.3:** Spektrale Reflektivität eines gesättigten und ungesättigten Sesams [Bat05].

Um kurze Pulse in Faserlasern zu erzeugen, bietet es sich insbesondere an, nichtlineare Effekte bei der Propagation von Laserpulsen in Fasern auszunutzen und somit Modenkopplung durch die optische Faser selbst hervorzurufen. Neben der nichtlinearen Polarisationsdrehung, die innerhalb dieser Arbeit verwendet wurde, konnten auch interessante Ergebnisse mit Faserschleifen erzielt werden. Solche Schleifen findet man in der Literatur unter der Bezeichnung NOLM (nonlinear optical loop mirror) oder NALM (nonlinear amplifying loop mirror). Bei Letzterem wird der Puls innerhalb der Schleife verstärkt. Als

erfolgreicher Mechanismus zur Modenkopplung in optischen Fasern soll die Funktionsweise eines NALMs im Folgenden kurz erläutert werden.

Im Wesentlichen stellt eine solche Faserschleife ein Sagnac Interferrometer dar (Abb. 2.4). Der Eingangspuls wird an einem Faserkoppler in zwei gleichgroße Anteile aufgespalten, die die Schleife in gegensätzlicher Richtung durchlaufen. Haben beide Pulse die Schleife durchlaufen, so interferieren sie am Faserkoppler wieder, wobei allein ihre Phasendifferenz über Reflexion oder Transmission entscheidet. Polarisisationseffekte bleiben in diesem einfachen Modell unberücksichtigt, müssen in der Praxis jedoch korrigiert werden.



**Abb. 2.4:** Prinzip eines NALMs, der in Transmission betrieben wird.

Die zur Modenkopplung notwendige Nichtlinearität wird durch ein Verstärkungsstück erreicht, das assymetrisch in der Schleife platziert ist. Der Puls, der die Schleife im Uhrzeigersinn durchläuft, wird zu Beginn verstärkt und akkumuliert daher auch eine größere nichtlineare Phase. Koppelt man einen Puls größerer Intensität in die Schleife ein, so wird ein anderer Phasenunterschied der beiden Anteile hervorgerufen, was bei geeigneter Voreinstellung zu einer größeren Transmission führt. Durch Rückkopplung erreicht man die Formierung der Strahlung zu Pulsen und damit Modenkopplung.

Modenkopplung basiert in einem NALM auf der Interferenz zweier Anteile, die einen nichtlinearen Phasenunterschied akkumuliert haben. Dies ist auch bei der nichtlinearen Polarisationsdrehung der Fall. Jedoch konnten mit nichtlinearer Polarisationsdrehung sowohl kürzere als auch energiereichere Pulse erzeugt werden. Infolgedessen wurde innerhalb dieser Arbeit die Pulserzeugung durch nichtlineare Polarisationsdrehung untersucht.

### 3. Propagation ultrakurzer Pulse in optischen Fasern

Um die Erzeugung kurzer Pulse in Fasern verstehen zu können, ist zunächst eine Kenntnis der grundlegenden Eigenschaften bei der Propagation von Lichtpulsen in Fasern unerlässlich. Aufgrund der großen Wechselwirkungslänge treten im Faserkern eine Reihe nichtlinearer Effekte, wie z.B. stimulierte Brillouin Streuung (SBS), stimulierte Raman Streuung (SRS), Mehrphotonenabsorption und Selbstphasenmodulation (SPM) auf [Agr01].

Besonders die Selbstphasenmodulation dominiert im Verbund mit dem linearen Effekt der Dispersion die Pulsdynamik im Faseroszillator. Im folgenden Abschnitt sollen daher die beiden Effekte dargestellt, und ihr gemeinsamer Einfluss auf die Pulsausbreitung untersucht werden.

#### 3.1 Dispersion

Breitet sich eine elektromagnetische Welle in einem Medium aus, so tritt eine Wechselwirkung mit den gebundenen Elektronen auf, deren Stärke von der Frequenz  $\omega$  des Strahlungsfeldes abhängt. Diese Eigenschaft äußert sich in der Frequenzabhängigkeit des Brechungsindex  $n(\omega)$  und wird chromatische Dispersion genannt.

Die Frequenzabhängigkeit des Brechungsindex  $n(\omega)$  setzt sich in einer Frequenzabhängigkeit der Propagationskonstante  $\beta(\omega)$  fort und führt zu einer Phasenänderung  $\varphi(\omega) = \beta(\omega) \cdot z$  der einzelnen spektralen Komponenten bei der Ausbreitung eines optischen Pulses. Die Taylorentwicklung der Propagationskonstante um die Mittenfrequenz des optischen Pulses  $\omega_0$  erlaubt eine Klassifizierung der Frequenzabhängigkeit  $\beta(\omega)$ :

$$\beta(\omega) = n(\omega) \frac{\omega}{c} = \beta_0 + \beta_1(\omega - \omega_0) + \frac{1}{2} \beta_2(\omega - \omega_0)^2 + \frac{1}{6} \beta_3(\omega - \omega_0)^3 + \dots \quad (3.1)$$

mit

$$\beta_m = \left( \frac{d^m \beta}{d\omega^m} \right)_{\omega=\omega_0} \quad (m = 0, 1, 2, 3, \dots)$$

Dabei ist die Konstante  $\beta_0 = \omega_0 / v_{ph}$  durch die Phasengeschwindigkeit bei  $\omega_0$  gegeben. Ihre Größe bestimmt lediglich die absolute Phase des Pulses und hat keinen Einfluss auf die eigentliche Pulsform.  $\beta_1 = 1 / v_G$  ist der Kehrwert der Gruppengeschwindigkeit und legt fest, wie schnell sich der Puls im Medium ausbreitet.  $\beta_2$  und alle höheren Terme führen zur Dispersion der Gruppengeschwindigkeit (group velocity dispersion, GVD) und damit zu einer Veränderung der Pulsform bei der Ausbreitung. Insbesondere spricht man bei  $\beta_2 \neq 0$  von Dispersion zweiter Ordnung bzw. bei  $\beta_3 \neq 0$  von Dispersion dritter Ordnung (third



order dispersion, TOD). Das Vorzeichen von  $\beta_2$  gibt Anlass zur Unterscheidung zwischen normaler Dispersion  $\beta_2 > 0$  und anormaler Dispersion  $\beta_2 < 0$ .

Der Einfluss der Dispersion zweiter Ordnung soll im Folgenden exemplarisch für einen gaußförmigen Puls dargestellt werden. Nach Abspaltung der schnell veränderlichen Phase und Transformation auf ein mitbewegtes Koordinatensystem kann die Veränderung des Pulses einfach durch die Entwicklung der Einhüllenden beschrieben werden. Vor der Ausbreitung sei die Einhüllende durch

$$A(z=0, t) = A_0 \exp\left[-\frac{t^2}{2 \cdot T_0^2}\right] \quad (3.2)$$

Gegeben. Man beachte den Zusammenhang zur Halbwertsbreite der Intensität  $\Delta t_{FWHM} = 2T_0 \sqrt{\ln(2)}$ . Die Ausbreitung lässt sich durch Multiplikation mit der Übertragungsfunktion im Fourierraum berechnen. Die anschließende Rücktransformation in den Zeitbereich liefert die neue Form, die der Puls nach der Strecke  $L$  besitzt:

$$A(z=L, t) \propto \exp\left[-\frac{t^2}{2 \cdot T^2(L)}\right] \exp\left[-iC(L) \frac{t^2}{2 \cdot T_0^2}\right] \quad (3.3)$$

Dabei sind zwei wesentliche Veränderungen aufgetreten. Der Puls wurde zeitlich verbreitert und hat eine zusätzliche Phase erhalten. Die neue Pulsdauer beträgt nun

$$T(L) = T_0 \sqrt{1 + \frac{L^2}{L_D^2}}, \quad (3.4)$$

wobei  $L_D = T_0^2 / \beta_2$  die dispersive Länge bezeichnet, die die Dispersionseffekte bei der Ausbreitung skaliert. Nach der Strecke  $L_D$  hat sich also die Breite des gaußförmigen Pulses um den Faktor  $\sqrt{2}$  vergrößert.

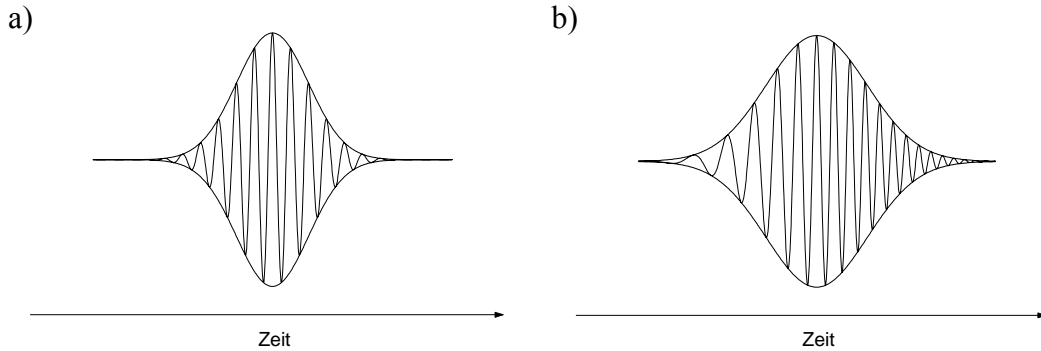
Die bei der Ausbreitung zusätzlich akkumulierte quadratische Phase wird durch den linearen Chirp Parameter

$$C(L) = \frac{L}{L_D \left(1 + \frac{L^2}{L_D^2}\right)} \quad (3.5)$$

beschrieben. Infolge der verschiedenen Gruppengeschwindigkeit sind die Frequenzanteile des Pulses auseinander gelaufen. In einem Medium mit normaler Dispersion ( $\beta_2 > 0$ ) wird die vordere Flanke des Pulses zu niedrigeren und die hintere Flanke zu höheren Frequenzen verschoben.

Man kann sich diesen Sachverhalt auch als Modulation der Trägerwellenfrequenz vorstellen (Abb. 3.1). Für die instantane Frequenz des gaußförmigen Pulses ergibt sich

$$\omega_i(t) = \omega_0 + C(L) \frac{t}{T_0^2} . \quad (3.6)$$



**Abb. 3.1:** chirp-freier Gaußpuls (a), gechirpter Gaußpuls nach der Ausbreitung  $L=L_D$  (b) (zur besseren Illustration wurde der Chirpparameter verdoppelt)

Von praktischer Bedeutung ist vor allem auch die Umkehrung der Pulsverbreiterung. Ein linear gechirpter Puls kann komprimiert werden, indem man die einzelnen Frequenzanteile wieder in Phase bringt. Ein mit  $C_0$  gechirpter Gaußpuls lässt sich auf die Dauer

$$T_{\min} = T_0 \frac{1}{\sqrt{1 + C_0^2}} \quad (3.7)$$

verkürzen, wenn das Produkt  $C_0 \cdot \beta_2$  aus Chirp- und Dispersionsparameter negativ ist. Um maximale Kompression zu erreichen ist dafür eine Propagation der Länge

$$L_{\min} = L_D \frac{|C_0|}{1 + C_0^2} \quad \text{erforderlich.} \quad (3.8)$$

Obwohl bei Faseroszillatoren vor allem parabolische oder sech<sup>2</sup>-förmige Pulse auftreten, sind die erhaltenen Ergebnisse qualitativ gültig [Agr01]. Die Dispersionseigenschaften des aufgebauten Lasersystems werden in Abschnitt 5.2 diskutiert.

### 3.2 Selbstphasenmodulation

Neben linearen Effekten, wie z. B. Dispersion, gibt die hohe Intensität von Laserpulsen in Fasern auch Anlass zu nichtlinearen Wechselwirkungen. Die hervorgerufene Polarisation besitzt dann Terme höherer Ordnung, die nicht vernachlässigt werden können:

$$\vec{P} = \varepsilon_0 \left( \chi^{(1)} \cdot \vec{E} + \chi^{(2)} : \vec{E}\vec{E} + \chi^{(3)} : \vec{E}\vec{E}\vec{E} + \dots \right) \quad (3.9)$$

Das Auftreten einer nichtlinearen Polarisation kann auf die anharmonische Bewegung der Elektronen unter dem Einfluss eines optischen Feldes zurückgeführt werden. Aus Sym-

metriegründen verschwindet die Suszeptibilität  $\chi^{(2)}$  zweiter Ordnung in Quarzglas, so dass die Nichtlinearität von  $\chi^{(3)}$  dominiert wird. Es entsteht eine Intensitätsabhängigkeit des Brechungsindex:

$$n(I) = n_0 + n_2 I \quad (3.10)$$

In Quarzglas besitzt  $n_2$  bei einer Wellenlänge von 1000 nm etwa den Wert  $n_2 \approx 2,3 \cdot 10^{-20} \text{ m}^2/\text{W}$  [Agr01]. Die relativ kleine Modulation des Brechungsindex kann erheblichen Einfluss auf die Pulspropagation besitzen. Im Wesentlichen lassen sich zwei Konsequenzen beobachten:

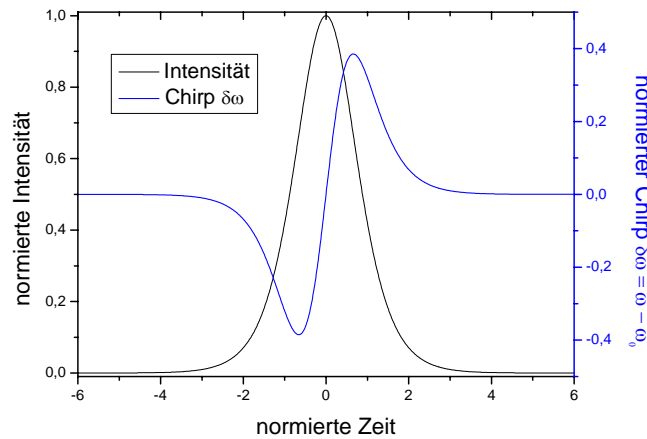
Die transversale Intensitätsverteilung eines Pulses führt bei positivem  $n_2$  dazu, dass der Brechungsindex auf der optischen Achse größer als am Rand des Pulses ist. Es kommt zu einer Selbstfokussierung, die man zur Erzeugung räumlicher Solitonen oder als Mechanismus zur passiven Modenkopplung (Kerr-Linsen-Modenkopplung siehe 2.3.2) ausnutzen kann.

Die zweite Konsequenz ist die longitudinale Phasenmodulation aufgrund des zeitlichen Intensitätsverlaufes, wie sie insbesondere bei geführten Pulsen innerhalb von Fasern auftritt. Dabei kommt es zu einer Veränderung des Spektrums. In dieser Eigenschaft unterscheidet sich die nichtlineare Selbstphasenmodulation natürlich grundlegend von der linearen Dispersion. Im Allgemeinen kann Selbstphasenmodulation (SPM) die spektrale Breite eines Pulses vergrößern oder verringern. Während ein positiv gechirpter Puls durch positive SPM spektral verbreitert wird, tendiert ein negativ gechirpter Puls unter dem Einfluss von positiver SPM zu einer spektralen Kompression.

Die spektrale Verbreiterung eines transformationsbegrenzten Pulses kann abgeschätzt werden, indem man die Veränderung der instantanen Frequenz aufgrund der zusätzlichen nichtlinearen Phase  $\phi_{\text{NL}}(t)$  berechnet:

$$\omega_i(t) = \omega_0 - \frac{d}{dt} \phi_{\text{NL}}(t) = \omega_0 - \frac{d}{dt} [n_2 I(t) \omega_0 L / c] \quad (3.11)$$

Abb. 3.2 zeigt die Abweichung der instantanen optischen Frequenz von der Mittenfrequenz eines  $\text{sech}^2$ -förmigen Pulses.



**Abb. 3.2:** nichtlinearer Chirp eines  $\text{sech}^2$ -förmigen Pulses durch SPM.

Man sieht, dass die Frequenzverschiebung kurz vor und kurz nach der Pulsmitte jeweils am stärksten ist. Diese maximale Abweichung kann auch als Maß für die durch SPM erzeugte spektrale Verbreiterung gelten [Boy03].

Eine merkliche Verbreiterung des Pulsspektrums tritt auf, sobald die durch SPM akkumulierte nichtlineare Phase in der Größe von  $2\pi$  liegt:

$$\Delta\phi_{NL}^{(\max)} \cong \frac{L}{L_{NL}} \geq 2\pi \quad (3.12)$$

Der Einfluss der Selbstphasenmodulation auf die Pulsausbreitung kann dann nicht mehr vernachlässigt werden. Dabei wurde die für SPM charakteristische Länge

$$L_{NL} = \frac{1}{\gamma P_0} \quad (3.13)$$

als Kehrwert des Produktes aus Pulsspitzenleistung  $P_0$  und dem nichtlinearen Parameter  $\gamma = 2\pi n_2 / (\lambda F)$  eingeführt ( $F$  bezeichnet die effektive Querschnittsfläche des Strahls). Die wohl wichtigste Konsequenz der SPM im Zusammenhang mit ultraschnellen Lasern, ist die Formierung von Solitonen im Bereich anormaler Dispersion, wie sie im nächsten Kapitel dargestellt wird.

### 3.3 Solitonenbildung

Für eine realistische Modellierung der Ausbreitung von Pulsen in optischen Fasern genügt es nicht, die beteiligten Effekte getrennt zu betrachten. Erst im Zusammenspiel von Dispersion, Selbstphasen- und Amplitudenmodulation, Verstärkung sowie spektraler Filterung

können die beobachteten Phänomene verstanden werden. Besonders interessant in diesem Zusammenhang ist jedoch allein die kombinierte Wirkung von Dispersion und Selbstphasenmodulation, wie sie bei der Formierung von optischen Pulsen eine entscheidende Rolle spielt. Die nichtlineare Schrödingergleichung beschreibt den gleichzeitigen Einfluss dieser beiden Effekte auf die Einhüllende  $A$  des Pulses [Boy03]:

$$\frac{dA}{dz} = -i \frac{\beta_2}{2} \frac{\partial^2 A}{\partial t^2} + i \gamma |A|^2 A \quad (3.14)$$

Der erste Term auf der rechten Seite ist durch Dispersion, der zweite durch Selbstphasenmodulation bedingt. Die Form der nichtlinearen Schrödingergleichung legt also nahe, dass sich beide Effekte gegenseitig kompensieren können. Betrachtet man Abb. 3.2, so stellt man in der Tat fest, dass Selbstphasenmodulation in der Pulsmitte einen positiven linearen Chirp erzeugt, der durch anormale Dispersion ausgeglichen werden könnte. Die Lösung der Gleichung 3.14 liefert genau die dafür notwendige Pulsform:

$$A_s(z, \tau) = A_{s,0} \operatorname{sech} \left( \frac{\tau}{\tau_0} \right) \exp(i k_s z) \quad (3.15)$$

Pulse dieser Form breiten sich ohne jegliche Veränderung ihrer Einhüllenden aus, weshalb man sie als optische Solitonen bezeichnet. Die Amplitude  $A_{s,0}$  und die zusätzlich zu  $k_0$  auftretende Wellenzahl  $k_s$  sind dabei mit der Pulsweite  $\tau_0$  verknüpft:

$$|A_{s,0}|^2 = \frac{-\beta_2}{\gamma \tau_0^2} \quad (3.16)$$

$$k_s = \frac{-\beta_2}{2\tau_0^2} = \frac{1}{2} \gamma |A_{s,0}|^2 = \frac{\pi}{4} \frac{1}{Z_s} \quad (3.17)$$

Man kann also entweder nur die Pulsdauer oder die Amplitude als freien Parameter wählen, alle anderen Eigenschaften werden dann durch das Medium festgelegt, in dem die Propagation stattfindet. Der Zusammenhang zwischen Pulsdauer und Amplitude lässt sich gut dadurch veranschaulichen, dass die Fläche  $a_s$  unter der Einhüllenden  $A_s$  stets konstant ist:

$$a_s = \pi \tau_0 A_{s,0} = \pi \sqrt{\frac{|\beta_2|}{\gamma}} = \text{const.} \quad (3.18)$$

$Z_s$  ist die Solitonperiode und gibt an, nach welcher Strecke das Soliton eine Phase von  $\pi/4$  akkumuliert hat. Die Solitonperiode spielt vor allem in Stabilitätsbetrachtungen eine entscheidende Rolle (Abschnitt 6.1.4).

$$Z_s = \frac{\pi \tau_0^2}{2\beta_2} \quad (3.19)$$

Die Solitonenenergie

$$E_s = 2P_s \tau_0 = \frac{2|\beta_2|}{\gamma \tau_0} \quad (3.20)$$

ist invers proportional zu  $\tau_0$ , weshalb ein kürzeres Soliton auch eine höhere Energie enthält. Resonante Störungen führen zu einer Beschränkung der minimalen Pulsdauer und damit auch zu einer Beschränkung der Pulsenergie von Solitonen in Faseroszillatoren (siehe Kelly Seitenbänder, Abschnitt 6.1.4).

Die Lösung (3.15) der nichtlinearen Schrödingergleichung wird auch fundamentales Soliton genannt. Daneben existieren Solitonen höherer Ordnung als weitere Lösungen der nichtlinearen Schrödingergleichung. Ihr Auftreten in optischen Systemen wurde daher vorhergesagt [Zak72]. Sie besitzen eine größere Energie, weshalb man sie bei größeren Pumpleistungen erwarten würde. In Faseroszillatoren werden sie jedoch gewöhnlich nicht beobachtet, sondern vielmehr bricht ein Puls bei höheren Pumpleistungen in mehrere fundamentale Solitonen auf (siehe Anhang).

Neben den  $\text{sech}^2$ -förmigen Solitonen existieren unter dem Einfluss von Faserabschnitten mit alternierender Dispersion auch quasistationäre Gaußförmige Pulse als Lösungen der nichtlinearen Schrödingergleichung [Hau95]. Unter der Bedingung, dass Verstärkung ohne Bandbreitenbegrenzung bei positiver Dispersion vorliegt, lassen sich zudem parabolische Pulse beobachten [Fer00] (siehe Abschnitt 6.3).

## 4. Modenkopplung durch nichtlineare Polarisationsdrehung

Nichtlineare Polarisationsdrehung (nonlinear polarisation evolution, NPE) entsteht inhärent bei der Propagation von Pulsen in Fasern, so dass sie zu den passiven Mechanismen der Modenkopplung gehört und bereits mit einem geringen Aufwand an optischen Komponenten hervorgerufen werden kann. Aus den verschiedenen Ansätzen zur Modenkopplung in Faserlasern ragt NPE aufgrund ihrer exzellenten Leistungen heraus. Mit NPE konnten die kürzesten Pulsdauern (36 fs, [Ilday03]) und hohe Pulsenergien (14 nJ, [Buc05]) in modengekoppelten Faseroszillatoren realisiert werden. Daher wurde NPE zur Erzeugung ultrakurzer Pulse innerhalb dieser Arbeit gewählt.

In diesem Kapitel sollen zunächst die Ursachen und die Wirkung der nichtlinearen Polarisationsdrehung dargestellt werden. Anschließend wird gezeigt, wie sich NPE zur Erzeugung eines sättigbaren Verlustes ausnutzen lässt. Im letzten Teil dieses Abschnitts wird dann ein genaueres Modell für die Beschreibung der NPE im aufgebauten Oszillator entworfen.

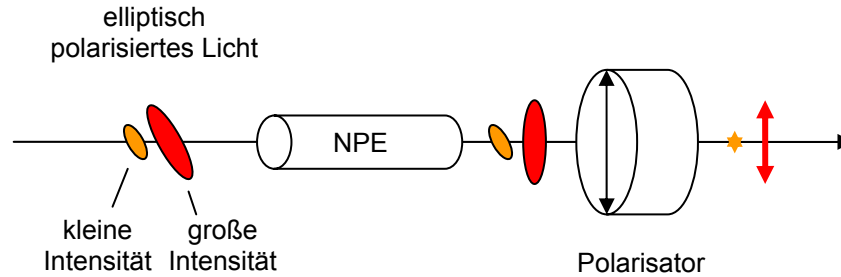
Das elektrische Feld eines in einer Faser geführten Strahls ist fast ausschließlich transversal, so dass es entsprechend seiner Polarisation in die  $E_x$ - bzw.  $E_y$ -Komponenten aufgespalten werden kann. Tatsächlich sind in einer single-mode Faser (SMF) also zwei fundamentale Moden vorhanden, die im Idealfall nicht miteinander koppeln. Unvermeidbare Variationen in der Form, der Größe und der Zusammensetzung einer realen Faser brechen jedoch die Symmetrie, was sich in der Abhängigkeit der Ausbreitungskonstanten von der Polarisationsrichtung manifestiert, und einen Energieaustausch zwischen den einzelnen Polarisationsrichtungen bewirkt [Gha98]. Können die Ausbreitungskonstanten  $\beta_x$  bzw.  $\beta_y$  für die  $E_x$ - bzw. die  $E_y$ -Polarisation angegeben werden, so lässt sich die so genannte Beatlänge berechnen, die die lineare Doppelbrechung skaliert:

$$L_B = \frac{2\pi}{|\beta_x - \beta_y|} = \frac{\lambda}{|n_x - n_y|} \quad (4.1)$$

### 4.1 Der Kerr-Effekt als Ursache der NPE

Nichtlineare Polarisationsdrehung resultiert ebenfalls aus unterschiedlichen Ausbreitungskonstanten der beiden Polarisationsmoden. Im Gegensatz zur linearen Doppelbrechung beruht diese jedoch nicht auf einer Störung der Fasersymmetrie sondern auf der Intensitätsabhängigkeit des Brechungsindex. Die Polarisation elliptisch polarisierten Lichts wird durch den Kerr-Effekt bei der Ausbreitung in der Faser gedreht. Mit Hilfe eines po-

larisationssensitiven Verlustes kann die Phasenmodulation anschließend in eine Amplitudenmodulation umgesetzt werden, so dass sich NPE zur Formierung von Pulsen verwenden lässt (Abb. 4.1).



**Abb. 4.1:** Schematische Darstellung der Amplitudenmodulation durch NPE.

Im Folgenden soll ein genaueres Modell der nichtlinearen Polarisationsdrehung als Mechanismus zur Modenkopplung entworfen werden. Zentrales Element dieser Technik ist die Faser, in der die Polarisationsdrehung durch den Kerr-Effekt hervorgerufen wird. Vernachlässigt man die anderen auftretenden Effekte, wie z.B. Dispersion, Dämpfung, Verstärkung oder lineare Doppelbrechung, so ist für die weitere Ausbreitung im Resonator lediglich von Bedeutung, um welchen Winkel die Polarisationsellipse gedreht wurde. Dieser Drehwinkel kann aus der Intensitätsverteilung der beiden Polarisationszustände berechnet werden, wie in den nächsten Rechnungen gezeigt wird.

Berücksichtigt man die vorhandenen Symmetrien im isotropen Kern einer Glasfaser, so erhält man für den dominanten Beitrag der Elektronen zur nichtlinearen Polarisation:

$$P_x = \frac{3\varepsilon_0}{4} \chi_{xxxx}^{(3)} \left[ |E_x|^2 E_x + \frac{2}{3} |E_y|^2 E_x + \frac{1}{3} (E_x^* E_y) E_y \right] \quad (4.2)$$

$$P_y = \frac{3\varepsilon_0}{4} \chi_{yyyy}^{(3)} \left[ |E_y|^2 E_y + \frac{2}{3} |E_x|^2 E_y + \frac{1}{3} (E_y^* E_x) E_x \right] \quad (4.3)$$

Dabei bezeichnet  $P_x$  bzw.  $P_y$  die x- bzw. die y-Komponente der Polarisation, die von einem rein transversalen elektrischen Feld hervorgerufen werden. Der erste Term auf der rechten Seite von (4.2) und (4.3) gibt Anlass zu der in Kapitel 3.2 dargestellten Selbstphasenmodulation. Der zweite Term verursacht Kreuzphasenmodulation (cross-phase modulation, XPM), da hier die Phase der einen Mode durch die Intensität der Anderen verändert wird. Der letzte Summand ist verantwortlich für Vierwellenmischung. Er verschwindet bei der Transformation auf zirkulare Polarisationsmoden.



Substituiert man

$$E_+ = (E_x + iE_y)/\sqrt{2} \quad \text{und} \quad E_- = (iE_x + E_y)/\sqrt{2} \quad (4.4)$$

in (4.2) und (4.3) [Hau88], so erhält man

$$P_+ = \frac{\epsilon_0}{2} \chi_{xxxx}^{(3)} \left( |E_+|^2 + 2|E_-|^2 \right) E_+ \quad (4.5)$$

$$P_- = \frac{\epsilon_0}{2} \chi_{xxxx}^{(3)} \left( |E_-|^2 + 2|E_+|^2 \right) E_- \quad (4.6)$$

Da alle anderen Effekte (Dispersion, Verlust/Verstärkung, lineare Doppelbrechung) vernachlässigt werden, sind damit die folgenden Gleichungen verbunden, die äquivalent zur nichtlinearen Schrödingergleichung die Entwicklung der Einhüllenden bei der Ausbreitung beschreiben:

$$\frac{\partial A_+}{\partial z} = \frac{2i\gamma}{3} \left( |A_+|^2 + 2|A_-|^2 \right) A_+ \quad \text{bzw.} \quad \frac{\partial A_-}{\partial z} = \frac{2i\gamma}{3} \left( |A_-|^2 + 2|A_+|^2 \right) A_- \quad (4.7)$$

Nach der Distanz  $d$  haben die zirkularen Eigenmoden lediglich eine nichtlineare Phase erhalten:

$$\varphi_+ = \frac{2\gamma}{3} \left( |A_+|^2 + 2|A_-|^2 \right) d \quad \text{bzw.} \quad \varphi_- = \frac{2\gamma}{3} \left( |A_-|^2 + 2|A_+|^2 \right) d \quad (4.8)$$

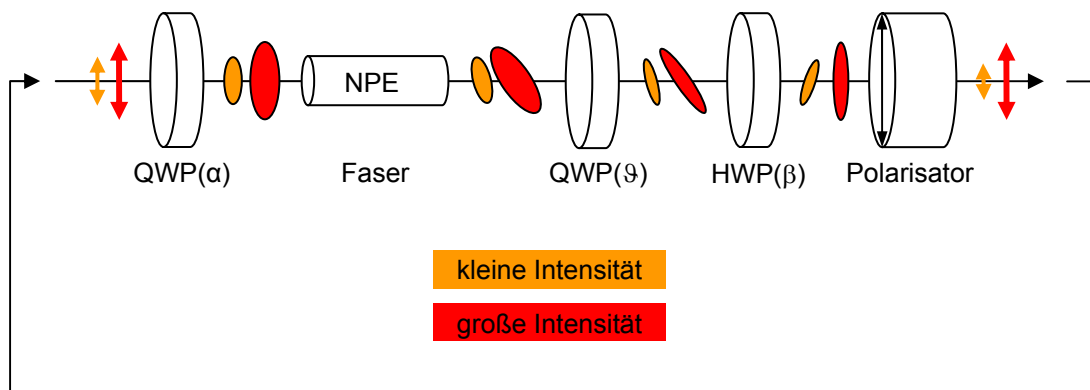
Im Folgenden wird dieses Ergebnis durch die gemeinsame Phase und die relative Phasenänderung dargestellt:

$$\Phi = \frac{\varphi_+ + \varphi_-}{2} = \gamma \left( |A_+|^2 + |A_-|^2 \right) \quad \text{und} \quad \Delta\phi = \frac{\varphi_+ - \varphi_-}{2} = \frac{1}{3} \gamma \left( |A_-|^2 - |A_+|^2 \right) \quad (4.9)$$

Der Kerr-Effekt verursacht also ausschließlich eine Phasenänderung der zirkular polarisierten Eigenmoden. Die Form der ursprünglichen Polarisationsellipse bleibt daher erhalten, während ihre Achsen eine Drehung erfahren, deren Stärke linear mit dem Intensitätsunterschied der beiden zirkularen Moden anwächst. Die Drehung wäre also bei rein zirkular polarisiertem Licht am größten; allerdings könnte sie dann nicht mehr festgestellt werden, da sie erst nach der Interferenz mit der zweiten Polarisationsmode detektiert werden kann. Bei linear oder zirkular polarisiertem Licht findet keine Polarisationsdrehung statt. Folglich kann nichtlineare Polarisationsdrehung und damit Modenkopplung nur durch elliptisch polarisiertes Licht erzeugt werden, was der Grund für die  $\lambda/4$ -Platte vor der Faser ist (Versuchsaufbau in Abschnitt 5).

## 4.2 Erzeugung eines sättigbaren Resonatorverlusts durch NPE

Entscheidend für die Formierung von Pulsen ist vor allem, wie die durch NPE hervorgerufene Phasenmodulation in eine Amplitudenmodulation umgesetzt wird. Eine weitere  $\lambda/4$ -Platte und eine  $\lambda/2$ -Platte nach der Faser werden daher zur Kontrolle der Polarisation verwendet (Abb. 4.2).



*Abb. 4.2: Darstellung der Polarisationsentwicklung im aufgebauten Ringlaser.*

Das transmittierte Signal setzt sich aus der Interferenz zweier Anteile zusammen, so dass die nichtlineare Transmission prinzipiell eine sinusförmige Abhängigkeit von der Intensität besitzt. Dieser Verlauf kann leider nicht abgeändert, sondern durch die Einstellungen der Wellenplatten lediglich verschoben oder skaliert werden.

Einfache Überlegungen liefern bereits eine brauchbare Vorstellung von dem Einfluss der Wellenplatten auf die Polarisationsdrehung: Die Einstellung der ersten  $\lambda/4$ -Platte steuert die Verteilung der Intensität zwischen den beiden zirkularen Resonatormoden. Nach Gleichung 4.9 wird dadurch die Stärke der Polarisationsdrehung festgelegt, was eine Skalierung der Intensität im Verlauf der nichtlinearen Transmission (siehe Abb. 4.4) bedeutet. Die Einstellung der zweiten  $\lambda/4$ -Platte regelt die Elliptizität der Polarisation und damit die Differenz zwischen minimaler und maximaler Transmission durch den Polarisator. Dies entspricht einer Festlegung der Modulationstiefe, die die nichtlineare Transmission aufweist. Die  $\lambda/2$ -Platte führt schließlich zu einer Drehung der Polarisation, was eine Verschiebung der Intensität im Verlauf der nichtlinearen Transmission zur Folge hat.

Die Veränderungen, die die Drehwinkel der Phasenplättchen im Verlauf  $T_n(I)$  bewirken, sind jedoch nicht unabhängig, was die Notwendigkeit einer genaueren Analyse begründet. Zudem zeigt sich experimentell, dass die Pulsformierung hochgradig nichtlinear von den Einstellungen der Wellenplättchen abhängt. Die Orientierungen der Wellenplättchen gehö-

ren zu den empfindlichsten Parametern des Aufbaus, was eine ausführlichere Analyse sinnvoll erscheinen lässt.

### 4.3 Berechnung der nichtlinearen Transmission mit dem Jones Kalkül

Die Entwicklung der Polarisation und der damit verbunden Amplitudenmodulation lässt sich mit Hilfe des Jones Formalismus berechnen [Koh94]. Im Jones-Formalismus wird die Polarisation durch die Komponenten eines Zweiervektors und die Wirkung eines optischen Bauteils durch seine Matrix repräsentiert. Die Veränderung der Polarisation beim Durchlaufen des Bauteils ergibt sich dann durch Multiplikation mit der zugehörigen Matrix.

Im Folgenden wird die Polarisationsentwicklung im Resonator in der Basis zirkular polarisierter Eigenmoden berechnet. Da man sich zu Beginn eine x-Polarisation vorgibt, muss die Polarisation ebenso wie die Matrizen der Bauteile in diese Darstellung transformiert werden. Dies geschieht durch die unitäre Matrix  $U$ , deren Form neben den Matrizen der Bauteile in der Literatur gefunden werden kann [Koh94, Sal91].

Nach Abbildung 4.2 erhält man nun für das Feld vor der Faser [Koh94]

$$\vec{A}_{+-} = QWP_{+-}(\alpha) \cdot U \cdot \begin{bmatrix} A_{X,in} \\ 0 \end{bmatrix} = \frac{A_{X,in}}{\sqrt{2}} \begin{bmatrix} (c_\alpha + s_\alpha)e^{i\alpha} \\ i(c_\alpha - s_\alpha)e^{-i\alpha} \end{bmatrix}. \quad (4.10)$$

Dabei stellt  $QWP(\alpha)$  die Matrix einer um den Winkel  $\alpha$  gedrehten  $\lambda/4$ -Platte dar und es wurde wie im Folgenden die Kurzschreibweise  $s_\alpha = \sin(\alpha)$  und  $c_\alpha = \cos(\alpha)$  benutzt. Das Feld vor der Faser bestimmt die Stärke der nichtlinearen Polarisationsdrehung. Setzt man (4.10) in (4.9) ein, so erhält man

$$\Phi = \frac{1}{2} \gamma A_{X,in}^2 \quad \text{und} \quad \Delta\phi = \frac{1}{6} \gamma A_{X,in}^2 s_{2\alpha} \quad (4.11)$$

Die nichtlineare Polarisationsdrehung kann dann einfach durch einen Drehmatrix dargestellt werden:

$$KERR_{+-} = e^{i\Phi} \begin{bmatrix} e^{i\Delta\phi} & 0 \\ 0 & e^{-i\Delta\phi} \end{bmatrix} \quad (4.12)$$

Es ist jedoch zu beachten dass die gemeinsame Phase  $\Phi$  und die Phasendifferenz  $\Delta\phi$  nach (4.11) vom Feld selbst abhängen. Die Feldstärke tritt somit implizit in (4.12) auf, wie man es für ein nichtlineares Element erwartet.

Das transmittierte Feld ergibt sich aus dem Produkt aller Übergangsmatrizen in der durch den aufgebauten Resonator vorgegebenen Reihenfolge:

$$\begin{bmatrix} A_{X,out} \\ 0 \end{bmatrix} = U^\dagger \cdot XPOL_{+-} \cdot HWB_{+-}(\beta) \cdot QWP_{+-}(\vartheta) \cdot KERR_{+-} \cdot QWP_{+-}(\alpha) \cdot U \cdot \begin{bmatrix} A_{X,in} \\ 0 \end{bmatrix}$$

Als zusätzliche Bezeichnungen wurden dabei  $HWB(\beta)$  für die Matrix einer um den Winkel  $\beta$  gedrehten  $\lambda/2$ -Platte,  $XPOL_{+-}$  für die Matrix eines x-Polarisators und  $U^\dagger$  für die Inverse der Matrix  $U$  eingeführt.

Nach einer kurzen Rechnung erhält man das Ergebnis (man beachte die Vorzeichenfehler in [Koh94])

$$A_{X,out} = \frac{1}{\sqrt{2}} A_{X,in} e^{i\Phi} \left[ (c_\alpha + s_\alpha) s_{\theta'} e^{i(\sigma' + \Delta\varphi)} + i(c_\alpha - s_\alpha) c_{\theta'} e^{-i(\sigma' + \Delta\varphi)} \right], \quad (4.13)$$

wobei die Winkel  $\theta' = 2\beta - \vartheta + \pi/4$  und  $\sigma' = \alpha - \vartheta + \pi/4$  durch die Orientierungen der Phasenplättchen gegeben sind. Die Abhängigkeit des transmittierten Signals von der Orientierung der Phasenplättchen und der Eingangsintensität ist also recht komplex. Da die anderen Effekte vernachlässigt wurden, hat das Signal jedoch lediglich eine Selbstphasen- und eine Selbstamplitudenmodulation erfahren. Berücksichtigt man nur nichtlineare Effekte erster Ordnung, so lässt sich (4.13) auf eine Gleichung der Form

$$A_{out} = e^{i\psi} \left[ T + (\kappa + i\delta) |A_{in}|^2 \right] A_{in} \quad (4.14)$$

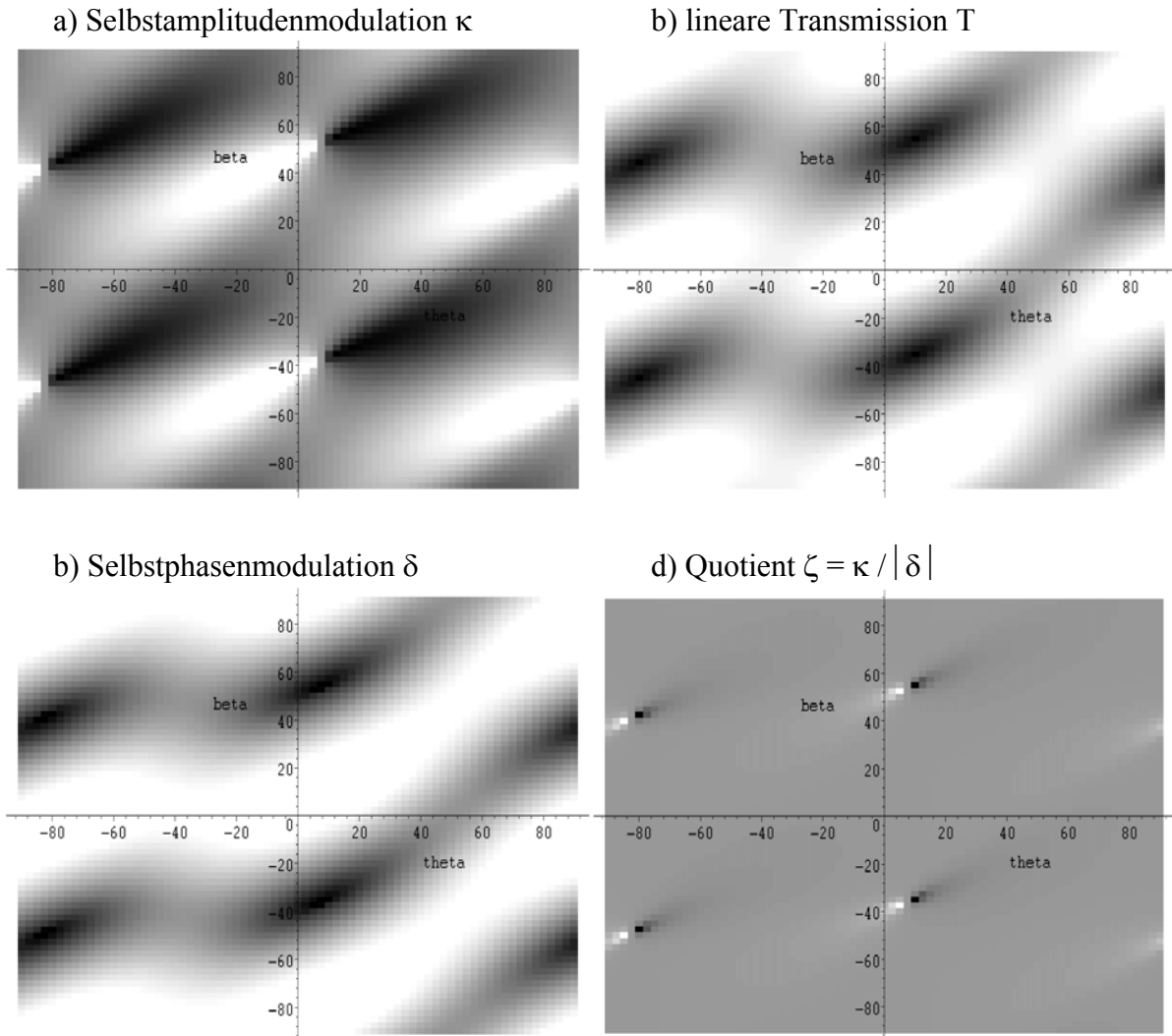
reduzieren, in der die reellen Parameter  $\psi$ ,  $T$ ,  $\kappa$  und  $\delta$  nicht von der Amplitude abhängen. Der Phasenfaktor  $\psi$  ist uninteressant und kann vernachlässigt werden.  $T$  kennzeichnet die lineare Transmission;  $\kappa$  bzw.  $\delta$  bestimmen die Stärke der Selbstamplituden- bzw. der Selbstphasenmodulation. Durch Vergleich mit (4.13) erhält man:

$$T = \frac{1}{\sqrt{2}} \sqrt{1 + s_{2\alpha} s_{2\theta} + c_{2\alpha} c_{2\theta} c_{2\sigma}} \quad (4.15)$$

$$\delta = \frac{1}{2} \gamma \left[ T + \frac{1}{6} \frac{s_{2\alpha} (s_{2\alpha} + s_{2\theta})}{T} \right] \quad (4.16)$$

$$\kappa = -\frac{1}{24} \gamma \frac{s_{4\alpha} c_{2\theta} s_{2\sigma}}{T} \quad (4.17)$$

Die Winkel  $\theta = 2\beta - \vartheta$  und  $\sigma = \alpha - \vartheta$  enthalten die Orientierungen der Phasenplättchen. Man sieht an Gleichung 4.17, dass die Selbstphasenmodulation bei linear ( $\alpha = 0^\circ, \pm 90^\circ$ ) oder bei zirkular polarisiertem Licht ( $\alpha = \pm 45^\circ$ ) verschwindet. Für eine weitere Diskussion wurden die Parameter  $T$ ,  $\delta$  und  $\kappa$  mit dem Verhältnis  $\zeta = \kappa / |\delta|$  in der Abbildung 4.3 unter der Vorgabe  $\alpha = 10^\circ$  und  $\gamma = 1$  geplottet.



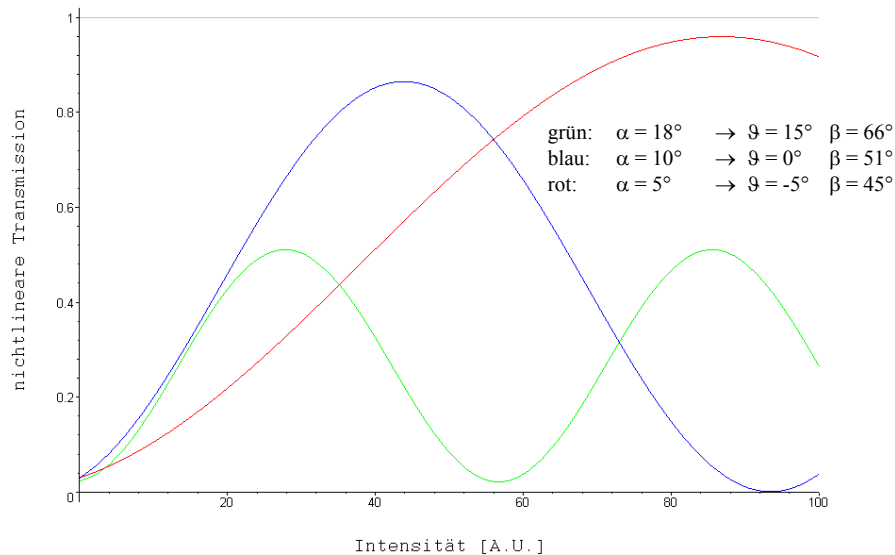
**Abb. 4.3:** Graphische Darstellung der Parameter in Abhängigkeit vom Drehwinkel  $\vartheta$  bzw.  $\beta$  der  $\lambda/4$ -Platte und der  $\lambda/2$ -Platte vor dem Polarisator (helle Bereiche bedeuten hohe Werte, dunkle Bereiche kleine oder negative Werte).

Um Modenkopplung im aufgebauten Faseroszillator zu finden, war in der Regel eine intensive Suche nach geeigneten Einstellungen der Wellenplatten nötig. Bei konstanten anderen Parametern wurde zunächst die Orientierung der zweiten  $\lambda/4$ -Platte und der  $\lambda/2$ -Platte vor dem Polarisator verändert. Dies entspricht genau den in Abb. 4.3 illustrierten Abhängigkeiten für eine feste Einstellung der ersten  $\lambda/4$ -Platte. Das praktische Suchen nach Modenkopplung kann daher mit einem Wandern auf den in Abb. 4.3 dargestellten Diagrammen verglichen werden.

Die erhaltenen Diagramme für die Parameter  $T$ ,  $\delta$ ,  $\kappa$ , und  $\zeta$  können wie folgt interpretiert werden [Koh94]. Die Promotion von Rauschspitzen zu stabilen Pulsen, kann nur stattfinden, wenn eine ausreichende Amplitudenmodulation gegeben ist (helle Regionen in der Abb. 4.3a). Dies ist nur dort möglich, wo die lineare Transmission  $T$  kleiner als eins ist (dunkle Bereiche in Abb. 4.3b). Die Selbstphasenmodulation  $\delta$  trägt im Verbund mit der Dispersion zur Pulsverkürzung bei (Abb. 4.3c).

Von besonderer Bedeutung ist jedoch vor allem das Verhältnis  $\zeta = \kappa / |\delta|$  von Selbstamplituden- zu Selbstphasenmodulation, das die Pulseigenschaften wesentlich mitbestimmt. Vor allem führen große Werte von  $\zeta$  zu einer deutlichen Erhöhung der Pulsstabilität [Hau91]. Man kann daher davon ausgehen, dass das Modenkoppeln in der Nähe der singulären Stellen von  $\zeta$  hervorgerufen wird (Abb. 4.3d). Dies würde auch die experimentelle Erfahrung erklären, dass Modenkopplung nur bei bestimmten Einstellungen der Wellenplatten innerhalb eines kleinen Stabilitätsbereiches hervorgerufen wird.

Zur weiteren Analyse wurden die Werte für  $\beta$  und  $\vartheta$  aus Abb. 4.3d an den singulären Stellen abgelesen, und mit dem entsprechenden Wert von  $\alpha$  in (4.13) eingesetzt. Damit kann nun die nichtlineare Transmission  $T_{nl}(I) = |A_{X,out}| / A_{X,in}$  als Funktion von der Intensität ausgewertet werden. Die vier hellen Bereiche in Abb. 4.3d sind physikalisch äquivalent, so dass im Weiteren interessiert, wie die nichtlineare Transmission an den hellen Stellen für verschiedene Werte von  $\alpha$  verläuft. Dies ist in der Abb. 4.4 dargestellt.



**Abb. 4.4:** Darstellung der nichtlinearen Transmission an den singulären Stellen von  $\zeta$ .

Am Verlauf der nichtlinearen Transmission kann man erkennen, dass die Bereiche um die Singularitäten tatsächlich hervorragend zum Start der Modenkoppeln geeignet sind. Unabhängig vom gewählten Wert für  $\alpha$  wird die Transmission bereits durch einen geringen Anstieg der Intensität merklich erhöht. Geringe Fluktuationen können dadurch schnell zu Pulsen anwachsen. Eine andere Einstellung des Winkels  $\alpha$  verändert dagegen nur die Skalierung der Intensität und die Modulationstiefe.

Leider verhindert die in den realen Fasern vorhandene lineare Doppelbrechung einen direkten Vergleich der in diesem Modell erhaltenen Ergebnisse mit dem Experiment. Die Beatlänge der verwendeten Singlemodefaser (Corning Flexcore, 1060) liegt im Bereich von 5m-10m [Buc05], sie ist im aufgebauten Resonator aufgrund der Faserbiegung jedoch kürzer. Es ist davon auszugehen, dass die lineare Doppelbrechung nur zu einer Verschiebung der in Abb. 4.3 enthaltenen Abhängigkeiten führt, sie unterliegt jedoch einer Reihe äußerer Einflüsse und kann daher nicht kontrolliert werden.

Dispersion, die Resonatorverluste und die schrittweise Verstärkung wurden in der Gleichung 4.14 zwar vernachlässigt, sie können jedoch in der erweiterten Ginzburg-Landau Gleichung berücksichtigt werden [Haus95]. Um den experimentellen Gegebenheiten Rechnung zu tragen, müssen jedoch auch die lokale Verteilung der Dispersion und der Nichtlinearität auf die einzelnen Abschnitte des Oszillators berücksichtigt werden. Insofern besitzen Simulationen mit dem Split-Step-Fourier-Algorithmus eine größere Aussagekraft über die möglichen Pulsformen (siehe auch Abschnitt 6.3.3).

Bei hohen Spitzenintensitäten muss die Veränderung der Parameter  $\delta$ ,  $\kappa$ , und  $\zeta$  berücksichtigt werden. Insbesondere zeigt die nichtlineare Polarisationsdrehung - wie auch alle anderen Mechanismen, bei denen Modenkopplung durch die Interferenz zweier Moden hergestellt wird - das Phänomen der Übersteuerung: Überschreitet die Pulsspitzenintensität den Wert, für den die nichtlineare Transmission maximal wird, so tritt destruktive Interferenz auf und die Pulsspitzen erfahren größere Verluste. Die Stärke der NPE lässt sich zwar leicht durch eine Verringerung der Elliptizität (anderer Winkel von  $\alpha$ ) skalieren, jedoch wird damit der differentielle Phasenunterschied reduziert, was insbesondere das Starten der Modenkopplung erschwert. Tatsächlich kann davon ausgegangen werden, dass die Übersteuerung der nichtlinearen Polarisationsdrehung eine wesentliche Beschränkung auf dem Weg zu noch höheren Pulsenergien darstellt [Buc05].

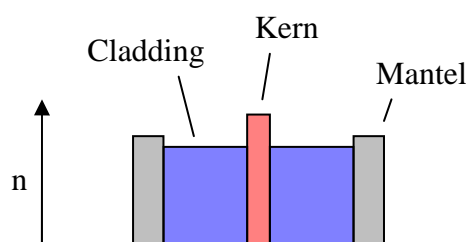
## 5. Realisation eines modengekoppelten Faserlasers mit NPE

Faserbasierte Lasersysteme bieten eine Reihe von Vorteilen, die sie insbesondere auch für eine breite Anwendung außerhalb der Forschung qualifizieren. Die Führung von Licht in einer Faser kombiniert zunächst eine hohe Kompaktheit mit einer geringen Anfälligkeit gegenüber externen Störeinflüssen. Beugungsbegrenzte Strahlqualität wird in Single-Mode Fasern unabhängig von der Pulsenergie erreicht. Zudem kann das extreme Produkt aus Verstärkungslänge und Intensität, wie es nur in Faserkernen erzielt werden kann, zu exzellenten Lasereigenschaften ausgenutzt werden. Die Leistung des in dieser Arbeit vorgestellten Lasersystems ist daher vor allem darin zu sehen, dass es die Erzeugung von Laserpulsen mit hervorragenden Parametern innerhalb der konzeptionellen Vorteile von Fasern ermöglicht.

Im folgenden Kapitel werden die wesentlichen Bestandteile des Faseroszillators erläutert. Dabei sollen auch die Überlegungen dargestellt werden, die zu dem Aufbau des Oszillators in der dargestellten Form führten. Weiterhin werden die allgemeinen Betriebseigenschaften des Oszillators und die zum Start der Modenkopplung erforderlichen Maßnahmen erläutert.

### 5.1 Faserwellenleiter zur optischen Führung und Verstärkung

Bei Faserwellenleitern wird das Licht durch Totalreflektion in einem extrem kleinen Kern geführt, der vom Cladding umgeben ist. Das Cladding weist einen geringfügig niedrigeren Brechungsindex auf und ist zum Schutz der Faser mit einem flexiblen Mantel überzogen (Abb. 5.1).



*Abb. 5.1: Elementarer Aufbau einer optischen Faser [Urq88].*

Die Feldgleichungen können für den einfachen Fall der in Abb. 5.1 gezeigten Fasergeometrie analytisch berechnet werden. Die Lösungen sind die Fasermodes, deren Intensitätsverteilung durch Besselfunktionen festgelegt ist [Gha98].

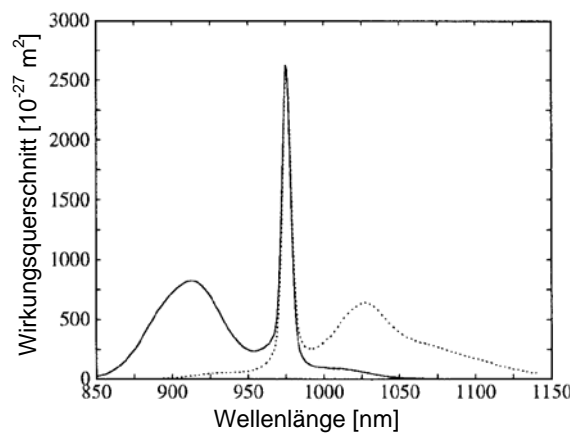


Um beugungsbegrenzte Strahlqualität zu erhalten, ist es wichtig nur die Grundmode anzuregen. Man benutzt daher Single-Mode-Fasern, die Licht ausschließlich in der Grundmode führen, was genau dann der Fall ist, wenn für den V-Parameter

$$V = 2\pi a / \left( \lambda \sqrt{n_1^2 - n_2^2} \right) < 2,405 \quad \text{gilt.} \quad (5.1)$$

Dabei bezeichnet  $a$  den Kernradius und  $n_1$  bzw.  $n_2$  den Brechungsindex des Kerns bzw. des Claddings. Die Intensitätsverteilung der Grundmode lässt sich hervorragend durch eine Gaußverteilung approximieren, wobei die Breite der Gaußverteilung in etwa dem Kernradius entspricht [Sny83].

Im vorliegenden Versuch wurden ausschließlich gewöhnliche Single-Mode-Fasern verwendet. Diese garantieren beugungsbegrenzte Strahlqualität, führen jedoch auch zu einer Begrenzung der Pumpleistung, da fasergekoppelte Single-Mode-Laserdioden gegenwärtig auf eine maximale Leistung von etwa 500 mW beschränkt sind. Abhilfe könnten hier Doppelkernfasern schaffen, bei denen ein beugungsbegrenzter Laserstrahl auch durch Pumpquellen mit schlechterer Strahlqualität erzeugt werden kann. Eine Untersuchung von Doppelkernfasern in dem aufgebauten Laser übertraf jedoch den Rahmen dieser Arbeit.



**Abb. 5.2:** Wirkungsquerschnitt der Absorption (durchgängige Linie) und der Emission (gepunktete Linie) von Ytterbium in Germanosilikatglas [Pas97].

Die Dotierung des Faserkerns ermöglicht die Erzeugung von Laserstrahlung direkt im Wellenleiter, wodurch komplett integrierte Lasersysteme ermöglicht werden. Aufgrund ihrer spektroskopischen Eigenschaften eignen sich vor allem Ionen der seltenen Erden [Dig93] für die Dotierung. Von diesen vereint insbesondere Ytterbium mehrere positive Eigenschaften für die Erzeugung leistungsstarker Ultrakurzpulse: Ytterbium erlaubt Verstärkung mit einer spektralen Bandbreite von mehr als 100 nm (siehe Abb. 5.2), was die

Erzeugung von Pulsauern bis hin zu wenigen Femtosekunden prinzipiell ermöglicht. Daneben zeichnet sich Ytterbium durch einen hohen Stokesfaktor aus, der mit dem Fehlen von Absorption aus angeregten Zuständen verantwortlich für die exzellente optische Konversationseffizienz ist. Ein hoher Wirkungsquerschnitt und eine hohe Sättigungsintensität sind weitere ideale Voraussetzungen für effizienten Laserbetrieb [Pas97] und erlauben Verstärkungen von bis zu 40 dB schon bei kleinen Faserlängen.

Die wesentlichen Daten der im Aufbau verwendeten Verstärker- und Single-Mode-Faser sind in der Tab. 5.1 zusammengefasst.

Typ	Hersteller	Name	Numerische Apertur	Kern-Ø	Cladding-Ø	Cutoff-Wellenlänge	Dotierung
Yb-SMF-Verstärkerfaser	INO	Yb 164	0,13	6,3 µm	125 µm	900 nm	23900 ppm
SMF	Corning	Flexcore 1060	0,14	6,2 µm	125 µm	920 nm	-

**Tab. 5.1:** Daten der verwendeten Fasern [Ino05, Cor05].

## 5.2 Dispersionskompensation

Hauptbestandteil des experimentell aufgebauten Ringresonators ist eine mehrere Meter lange Faserstrecke. In ihr wird eine beträchtliche Dispersion hervorgerufen, die sich aus den Beiträgen der Material- und der Wellenleiterdispersion zusammensetzt. Bei der verwendeten Laserwellenlänge von 1030 nm verursachen beide Effekte normale Dispersion, wobei der Beitrag der Materialdispersion überwiegt. Die Materialdispersion kann für Quarzglas mit Hilfe der Sellmeier-Gleichung berechnet werden. Mit den Parametern aus [Poo98] erhält man den Wert  $191 \text{ fs}^2 / \text{cm}$ . Die Bestimmung der Wellenleiterdispersion erfolgt aus den Feldgleichungen [Sny83, Yar85]. Für die verwendete Single-Mode-Faser (Flexcore 1060) erhält man schließlich eine wirksame Dispersion von  $\beta_2 = 230 \text{ fs}^2 / \text{cm}$  [Ild04]. Dieser Wert kann in etwa auch für die Dispersion der Verstärkerfaser angenommen werden, da die Dotierung nur einen geringen Einfluss auf die Dispersion besitzt. Zudem ist der Länge der Verstärkerfaser klein im Vergleich zur verwendeten SMF-Faserlänge, so dass eine eventuelle Abweichung kaum ins Gewicht fällt.

Die dispersive Länge  $L_D = T_0^2 / \beta_2$  beträgt bei der Dispersion von  $\beta_2 = 230 \text{ fs}^2 / \text{cm}$  und einer Pulsdauer  $T_0 = 100 \text{ fs}$  nur 43 cm. Die Faserstrecke würde daher Modenkopplung erschweren oder gar unmöglich machen. Eine Dispersionskompensation ist also notwendig. Mikrostrukturierte Fasern und Fasergitter stellen anormale Dispersion im gesamten Wellenlängenbereich von 600 nm bis 2 µm zur Verfügung [Fer03], so dass Dispersionskom-

pensation in einem geschlossenen Fasersystem erreicht werden kann. Dispersionskompensation durch mikrostrukturierte Fasern konnte in modengekoppelten Faserlasern bereits erfolgreich demonstriert werden [Lim02, Lim04]. Zur Charakterisierung eines Faseroszillators, bietet sich jedoch die Dispersionskompensation mit einem Prismen- oder Gitterpaar an, da somit eine variable Dispersion unabhängig von den anderen Laserparametern ermöglicht wird [For84].

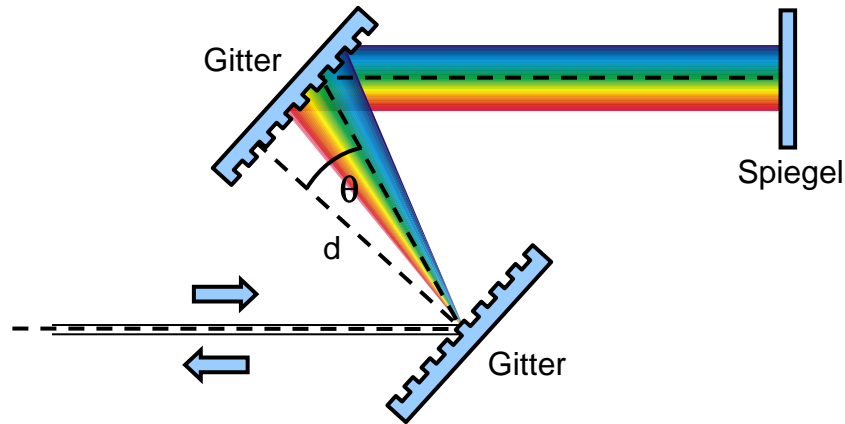


Abb. 5.3: Schema eines Gitterkompressors.

In dem verwendeten Aufbau wurde die Dispersion mit Hilfe zweier Reflektionsgitter kompensiert (Abb. 5.3). Die spektralen Komponenten legen in einem solchen Kompressor unterschiedliche Wegstrecken zurück. Mit Hilfe der Gittergleichung kann die damit verbundene Phasenmodulation berechnet werden, woraus man den effektiven Dispersionsparameter bestimmen kann [Agra01]:

$$\beta_{2,\text{eff}} = -\frac{\lambda^3}{\pi c^2 \Lambda^2 \cos^3(\theta)} \quad (5.2)$$

Dieser berechnet sich aus der Zentralwellenlänge  $\lambda$ , der Lichtgeschwindigkeit  $c$  und der Gitterperiode  $\Lambda$ . Der Winkel  $\theta$  ist dabei wie in Abb. 5.3 definiert. Es wurden Reflexionsgitter mit 600 Strichen/mm und Transmissionsgitter mit 1250 Strichen/mm zur Dispersionskompensation im Laserresonator verwendet. Unter Berücksichtigung der Beugungswinkels von  $\theta = 5,1^\circ$  bzw.  $\theta = 40,0^\circ$  erhält man einen effektiven Dispersionsparameter von  $\beta_{2,\text{eff}} = 14000 \text{ fs}^2 / \text{cm}$  bzw.  $\beta_{2,\text{eff}} = 1,35 \cdot 10^5 \text{ fs}^2 / \text{cm}$  für die beiden Gitteranordnungen. Bei der Gesamtfaserlänge von 447cm und einer geschätzten Dispersion des Isolators von 6000  $\text{fs}^2$  ist daher ein Gitterabstand von 7,77 cm bzw. 0,806 cm zur vollständigen Dispersionskompensation nötig.

Die Pulsentwicklung wird jedoch nicht alleine von der Gesamtdispersion des Resonators bestimmt, sondern vor allem die Verteilung der Dispersion auf die einzelnen Abschnitte ist von Bedeutung, da über die Pulsdauer auch die Stärke der nichtlinearen Effekte skaliert wird. Neben der Dispersionskompensation im Resonator, wurde zusätzlich ein externes Gitterpaar verwendet, um die gec chirpten Pulse des Oszillators auf ihre minimale Pulsdauer zu komprimieren.

Sowohl die Faser als auch die Gitter fügen neben der Dispersion zweiter Ordnung auch eine Dispersion dritter und höherer Ordnungen in den Resonator ein. Die Dispersion dritter Ordnung (TOD) des Gitterkompressors kann mit der gleichen Methode berechnet werden [Agra01]:

$$\beta_{3,eff} = \frac{3\lambda}{2\pi c} \beta_2 \left( 1 + \frac{\sin \theta}{\cos^2 \theta} \frac{m\lambda}{\Lambda} \right) \quad (5.3)$$

TOD besitzt einen nicht unerheblichen Einfluss auf die Pulse im Resonator. Die TOD der Fasern und die des Gitterkompressors sind beide positiv; sie lassen sich also nicht gegenseitig kompensieren. Nach Gleichung 5.3 sind daher Gitter mit einer großen Gitterperiode und insbesondere Anordnungen mit einem kleinen Winkel  $\theta$  zu bevorzugen. Dies ist sicherlich die Ursache, weshalb mit dem Transmissionsgitter in Lithrow-Anordnung verschiedene Pulsregime nicht gefunden werden konnten, obwohl es eine wesentlich höhere Beugungseffizienz als die ursprünglich verwendeten Reflektionsgitter besitzt. Neueste experimentelle Untersuchungen in der Gruppe von Frank Wise zeigen, dass mit einer Kompensation der TOD in Faseroszillatoren kürzere Pulsdauern bei deutlich verbesserter Pulsqualität erhalten werden können [Buck05]. Für andere Lasersysteme wurde die Bedeutung der TOD bei sub-100 fs Pulsen bereits vor einigen Jahren in experimentellen Studien nachgewiesen [z.B. Lem92, Cur93, Pro93].

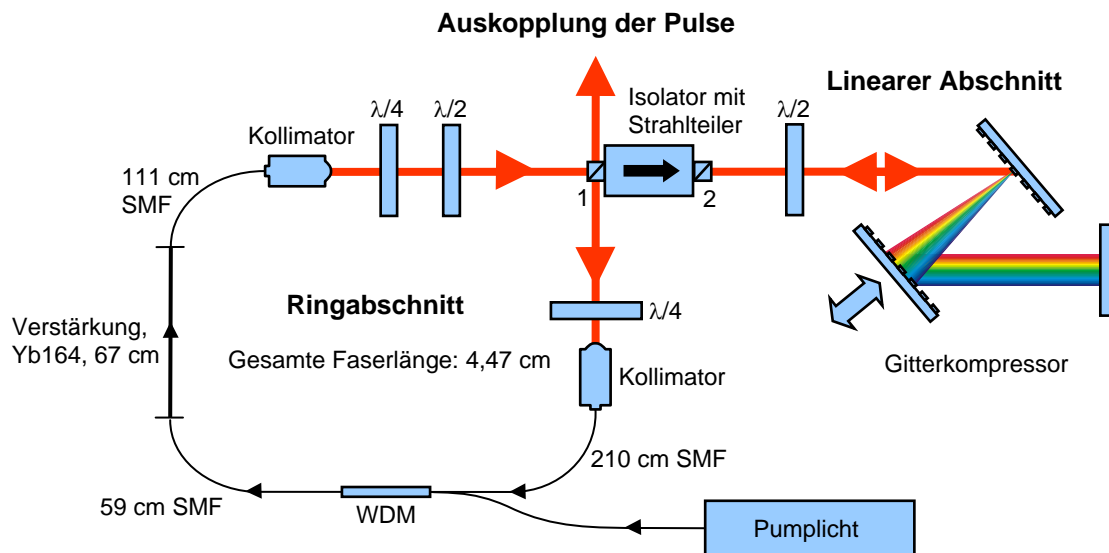
### 5.3 Aufbau des Faseroszillators

Im folgenden Abschnitt sollen die wesentlichen Bestandteile des aufgebauten Faseroszillators und die damit in Verbindung stehenden Lasereigenschaften kurz dargestellt werden.

#### Resonatorschema

Der Resonator setzt sich aus einem Ringabschnitt und einem linearen Abschnitt zusammen, wobei der lineare Abschnitt lediglich zur Kompression der Pulse dient (Abb. 5.4). Ein Puls durchläuft den Ring stets im Uhrzeigersinn, bis er am Strahlteiler (1) die durch NPE hervorgerufene Amplitudenmodulation erfährt. Ein Teil des Pulses wird abgewiesen und ausgekoppelt, während der verbleibende Teil durch den Isolator in den Kompressor gelangt. Vom Kompressor wird der Puls zurückreflektiert. Er erfährt im Faradayrotator des

Isolators nun eine entgegengesetzte Drehung und wird durch den Strahlteiler (1) wieder in den Ring eingekoppelt. Eine Alternative zu diesem Schema ist ein vollständiger Ringresonator, in dem die Dispersion mit Hilfe von vier Gittern kompensiert wird [Ild03].



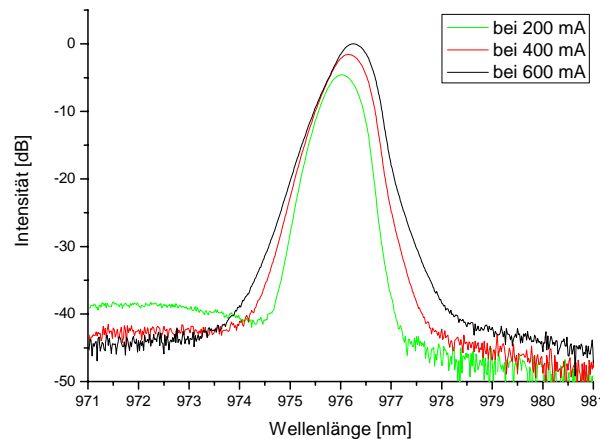
**Abb. 5.4:** Schematischer Aufbau des Faseroszillators.

Ein unidirektionaler Ringresonator kann im Gegensatz zu einem linearen Aufbau leichter zu einem Starten der Modenkopplung veranlasst werden. Krausz et al. konnten zeigen, dass das „hole burning“ stehender Wellenfelder Dekohärenz in den Moden eines linearen Resonators erzeugt und ihn somit am Starten der Modenkopplung hindert [Kra93]. Zusätzlich bewiesen Haus et al. [Haus91] die negativen Auswirkungen von Etaloneffekten in linearen Resonatoren auf das Starten der Modenkopplung. Etaloneffekte lassen sich in unidirektionalen Resonatoren wesentlich besser unterdrücken, eine Antireflexbeschichtung oder eine Verkipfung der Resonatorkomponenten ist dennoch erforderlich. Um unidirektionale Pulserzeugung im Oszillator sicherzustellen, wurde ein Isolator in den Laser eingebaut. Dabei ist auf eine geringe Wellenlängensensitivität zu achten, da einige erzeugte Regime eine spektrale Breite von mehr als 80 nm aufweisen.

### Verstärkung in der Faser

Sowohl die Führung des Pumplichtes als auch die eigentliche Verstärkung der Pulse erfolgt vollständig in Fasern. Das Pumplicht wird bereits innerhalb der Laserdiode in eine Single-Mode-Faser gekoppelt und mit Hilfe eines WDM zur Verstärkerfaser geleitet. Die eingesetzten Laserdioden wurden für optische Kommunikationssysteme entwickelt, in denen sie als Pumpquellen für Erbium-dotierte Faserverstärker eine große Verbreitung erfahren haben. Sie sind kompakt, mit einer Lichtausbeute von etwa 60% extrem effizient und bereits

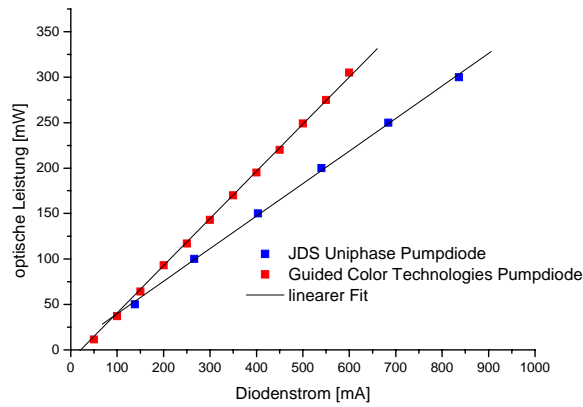
zu moderaten Preisen erhältlich. Abb. 5.5 zeigt das Emmissionsspektrum einer solchen Diode bei verschiedenen Leistungen, wobei die verwendeten Dioden zusätzlich ein Faser-gitter zur Wellenlängenstabilisierung besaßen.



**Abb. 5.5:** *Emmissionsspektrum der Diode.*

Ein Problem der Laserdioden ist ihre hohe Anfälligkeit gegenüber Strahlung, die aus dem Lasersystem zurück in die Diode reflektiert wird. Gelangt sie in den Halbleiterchip, so treten dort extreme Intensitätsspitzen auf, die leicht zu dessen Zerstörung führen können. Aus diesem Grund musste die Laserdiode gegen rückreflektierte Strahlung geschützt werden. Zum Blockieren von rücklaufender Pumpstrahlung wurde ein fasergekoppelter Isolator (Agiltron 980 nm PI Optical Isolator) verwendet. Dessen Bandbreite ist jedoch nicht ausreichend, um auch die Laserwellenlänge bei 1030 nm ausreichend zu blockieren, so dass ein WDM (Lightel WDM6-22-P-2-B-1) zur Auskopplung von rücklaufender Laserstrahlung zusätzlich vor der Diode eingebaut wurde. Darüber hinaus bietet der unidirektionale Laserbetrieb selbst einen gewissen Schutz vor rücklaufender Laserstrahlung.

Die stärksten zur Verfügung stehenden Single-Mode-Laserdioden erreichen eine maximale Ausgangsleistung von 500 mW, die jedoch vom oben erwähnten Isolator und dem WDM noch reduziert wurde. In Abb. 5.6 ist die für das Pumpen des Oszillators zur Verfügung stehende Leitung aufgezeichnet.



**Abb. 5.6:** Pumpleistung von zwei verschiedenen Systemen.

Das Emmissionsmaximum bei 976 nm überlappt mit dem Absorptionsmaximum von Ytterbium bei 975 nm (siehe Abb. 5.2) und ermöglicht somit ein hocheffizientes Lasersystem. Die Zentralwellenlänge des Oszillators ist dabei durch die maximale Verstärkung bei 1030 nm gegeben, wobei die Frequenzabhängigkeit des Kleinsignalverstärkungskoeffizienten  $g_0(\omega)$  durch eine parabolische Form angenähert werden kann. Die Fluoreszenzlebensdauer von Ytterbium liegt bei etwa einer Millisekunde. Für die Sättigung der Verstärkung ist daher lediglich die Pulsenergie  $E_{\text{Puls}}$ , nicht jedoch die Pulsform ausschlaggebend:

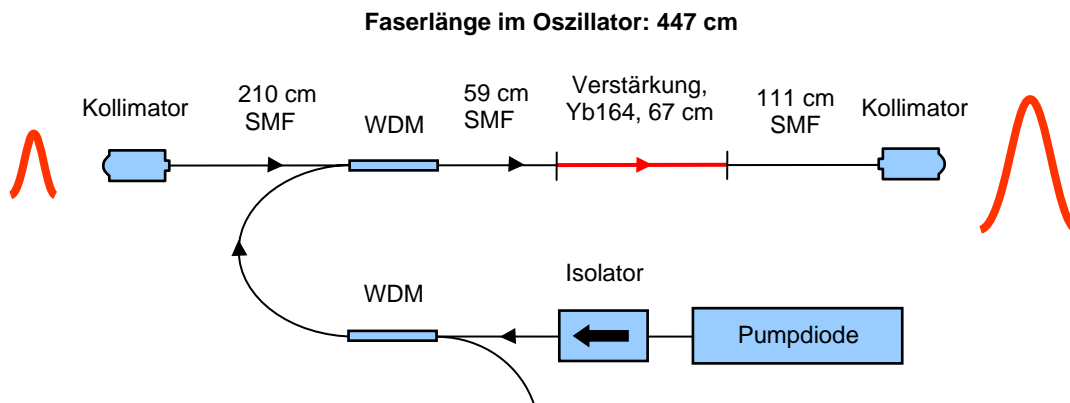
$$g(E_{\text{Puls}}, \omega) = \frac{g_0(\omega)}{1 + E_{\text{Puls}} / E_{\text{sat}}} \quad (5.4)$$

Bei Multipulsen ist  $E_{\text{Puls}}$  durch die Summe der einzelnen Pulsenergien zu ersetzen.  $E_{\text{sat}}$  ist die Sättigungsenergie, deren Wert von der Pumpleistung abhängt. Durch die hohe Dotierung der verwendeten Verstärkerfasern können selbst bei kurzen Faserlängen hohe Gesamtverstärkungen erzielt werden. Numerische Simulationen legen Werte für den Kleinsignalverstärkungskoeffizienten von etwa 30 dB und Werte für die Sättigungsenergien von wenigen nJ nahe [Ild04]. Im aufgebauten System dürften diese jedoch etwas geringer sein. Dennoch konnte eine Gesamtverstärkung von etwa 10 dB bei Modenkopplung erreicht werden. Aufgrund dieser hohen Verstärkung zeigt der Laserresonator nur eine geringe Empfindlichkeit gegenüber linearen Verlusten. Die Länge der Verstärkerfaser wurde auf maximale Konversionseffizienz optimiert. Werte zwischen 50 cm und 65 cm erwiesen sich als ideal.

### Aufbau der Faserstrecke

Hauptelement des aufgebauten Oszillators ist die Faserstrecke, die alle wesentlichen Systemeigenschaften bestimmt. In ihr finden die nichtlineare Polarisationsdrehung, die Verstärkung und die dispersive Verbreiterung der Pulse statt. Die Länge der Faserstrecke

legt maßgeblich die Umlaufzeit des Resonators und damit die Pulswiederholrate fest. Demgegenüber sollte die Distanz, die der Laserstrahl ungeführt in Luft zurücklegt, stets minimal sein, um eine maximale Stabilität gegenüber äußeren Einflüssen zu gewährleisten. Zudem sind bei einer kürzeren Resonatorstrecke die Ein- und Auskopplungen weniger kritisch, so dass insbesondere auch Kollimationsfehler toleriert werden können.



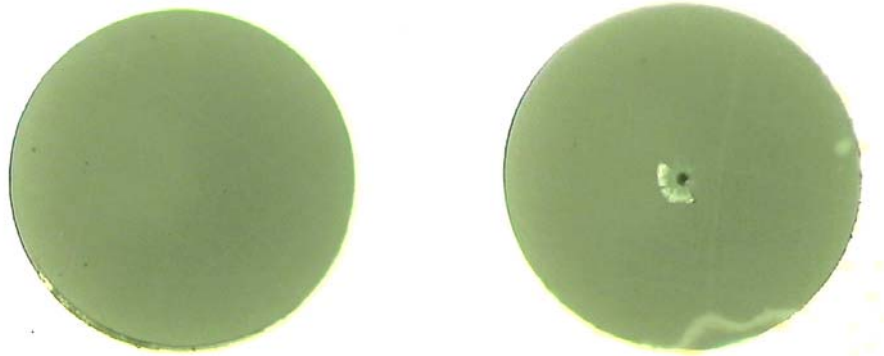
*Abb. 5.7: Schematischer Aufbau der Faserstrecke.*

Untersuchungen zeigten, dass das aufgebaute System besonders bei Pulswiederholraten im Bereich von etwa 20 bis 80 MHz stabile Modenkopplung aufweist. Aus diesem Grund wurde für die Charakterisierung innerhalb dieser Arbeit eine Wiederholrate von etwa 40 MHz gewählt, was nach Abzug der erforderlichen Strecke außerhalb der Faser einer Faserlänge von etwa 4,5 Meter entspricht. Wichtig ist die Platzierung der Verstärkerfaser innerhalb der Faserstrecke. Die Pulse besitzen nach der Verstärkung eine wesentlich größere Intensität, weshalb die Position der Verstärkung über die effektive Nichtlinearität entscheidet. Eine Faserlänge von etwa einem Meter nach der Verstärkerfaser erweist sich als ideal. Die Länge dieses SMF-Stückes sollte einerseits nicht zu kurz sein, um genügend Nichtlinearität für die Polarisationsdrehung bereitzustellen, andererseits jedoch auch nicht zu lang, um störende nichtlineare Effekte zu minimieren. Weniger kritisch ist die Länge der Faser vor der Verstärkung, so dass der Großteil der Single-Mode-Faser vor dem WDM angefügt wurde (Abb. 5.7). Die gesamten Verluste durch das Spleißen der Fasern liegen im Bereich von wenigen Zehntel dB und können daher vernachlässigt werden, da die Geometrie der Verstärkerfaser mit der der Single-Mode-Faser gut übereinstimmt.

Für die Ein- und Auskopplung der Pulse in die Faser wurden zwei Techniken verwendet. Einerseits wurden die Faserenden schräg poliert und Asphären (Brennweite 11mm) zur Kollimation bzw. zur Fokussierung verwendet. Andererseits wurden fertig konfektionierte Kollimatoren (OFR, CFS-T-5-1030) an beide Faserenden gespleißt. Die Kollimatoren er-



wiesen sich als äußerst vorteilhaft, da sie den Justieraufwand erheblich reduzierten. Durch gütegeschaltete Pulse infolge Instabilitäten bei der Justierung des Resonators kam es zudem gelegentlich zu einer Zerstörung der polierten Faserendflächen (Abb. 5.8). Bei den Kollimatoren konnte dieses Problem nicht beobachtet werden.



*Abb. 5.8: Faserfläche nach dem Polieren (links) und nach der Zerstörung durch einen Laserpuls (rechts).*

### Auskopplung der Pulse

Neben der Auskopplung der von der Polarisationsdrehung abgewiesenen Anteile am Strahlteiler besteht auch die Möglichkeit, Strahlung durch die Reflektion der nullten Beugungsordnung am ersten Gitter des Kompressors auszukoppeln. Mit Hilfe der  $\lambda/2$  Platte nach dem Isolator kann die polarisationsabhängige Beugungseffizienz zum Einstellen des Auskopplungsgrades benutzt werden. Die am Gitter ausgekoppelten Pulse besitzen im Allgemeinen eine glattere Pulsform und somit eine bessere Qualität, sie haben jedoch auch weitaus weniger Energie [Tam94]. Die Messungen innerhalb dieser Arbeit wurden ausschließlich an Pulsen durchgeführt, die durch den Strahlteiler ausgekoppelt wurden, um deren besseres Signal-Rauschverhältnis nutzen zu können. Man sollte sich jedoch der Möglichkeit bewusst sein, dass sich bei anderen Auskopplungen höhere Pulsqualitäten erzielen lassen. Die hohe Verstärkung innerhalb der Faser führt zu einer relativ hohen Toleranz gegenüber linearen Verlusten, so dass auch Pulse mit einem zweiten faserintegrierten Strahlteiler direkt aus der Faser ausgekoppelt werden können.

### 5.4 Pulserzeugung im Faseroszillator

Während im vorherigen Abschnitt der Aufbau des Lasersystems vorgestellt wurde, soll im Folgenden das Vorgehen zur Initiierung der Modenkopplung und insbesondere das Vorgehen zur Erzeugung und Detektion von Einzelpulsen dargelegt werden.

Vor Erzeugung der Modenkopplung ist es zunächst erforderlich, dass der Laser stabil im cw-Mode arbeitet. Zu diesem Zweck müssen vor allem die Ein- und Auskopplung der Faserstrecke exakt zueinander ausgerichtet werden. Verstärkte spontane Emission erzeugt sowohl an der Ein- als auch an der Auskoppelseite der Faserstrecke einen Strahl, der mit einer Infrarotkarte sichtbar gemacht und zur Justage des Lasers benutzt werden kann. Wurde der Strahl des einen Faserendes auf die Einkopplung des anderen Faserendes abgebildet, so stellte sich bei ausreichender Genauigkeit die für den Laserbetrieb notwendige Rückkopplung ein. Im nächsten Schritt wurde dann die Ein- und Auskopplung der Faser auf maximale Laserleistung justiert.

Die Suche nach stabiler Modenkopplung kann ausgehend vom kontinuierlichen Laserbetrieb nicht systematisch betrieben werden. Die Einstellungen der Wellenplatten bilden einen dreidimensionalen Parameterraum, der stabile Modenkopplung nur innerhalb kleiner Stabilitätsbereiche aufweist. Zudem existiert mit der Pumpleistung ein vierter Parameter, der angepasst werden muss. Die praktische Suche nach Modenkopplung erfolgt daher mehr oder weniger durch Ausprobieren. Nicht selten war eine zeitintensive Suche nach günstigen Einstellungen der Wellenplatten nötig. Dennoch können Hinweise angegeben werden, die hilfreich zum Start der Modenkopplung sind:

Zunächst sollte die Pumpleistung auf einen hohen Wert eingestellt werden, da der Laser dort leichter zum Modenkoppeln neigt. Für die Suche nach geeigneten Einstellungen der Wellenplatten hat es sich als vorteilhaft erwiesen, den Winkel  $\alpha$  der ersten  $\lambda/4$ -Platte fest einzustellen und anschließend die Winkel der beiden anderen Wellenplatten zu variieren. Währenddessen empfiehlt es sich, das Spektrum des Lasers mit einem schnellen Spektrometer (z.B. IST-REES) zu beobachten. Man findet Einstellungen bei denen das Spektrum kaum durch die Wellenplatten beeinflusst wird. Solche Konfigurationen sind zum Starten der Modenkopplung ungeeignet. Meistens ist man Modenkopplung sehr nahe, wenn starke und schnelle Fluktuationen im Spektrum auftreten. Man sollte diese Einstellung dann durch langsames Verändern aller Wellenplatten und Variierung anderer Parameter genauer untersuchen. Der Start der Modenkopplung kann leicht anhand einer plötzlichen Verbreiterung des Spektrums identifiziert werden. Oft konnte ein Starten der Modenkopplung ausgehend von einem leicht verbreiterten Spektrum beobachtet werden. Dies deutet auf ein Starten bei hohen linearen Verlusten hin, wie es auch das Modell in Kapitel 4.3 nahe legt. Die Initiierung der Modenkopplung selbst ist mit etwas praktischer Erfahrung kein großes Problem, wesentlich schwieriger ist hingegen das Erreichen bestimmter Pulsregime.

Hat der Resonator einmal mit der Modenkopplung begonnen, so ist diese meistens stabil. Aufgrund der linearen Doppelbrechung ist jedoch vor allem die Faserstrecke äußerst

empfindlich gegenüber Störungen. So konnte Modenkopplung oft z.B. durch alleiniges Berühren der Faser zerstört werden. Unterliegt der Resonator hingegen keinen direkten äußeren Störungen, so konnte stabile Modenkopplung ohne eine Veränderung der Pulsform selbst über Wochen beobachtet werden.

Bei Modenkopplung ließen sich verschiedenen Pulseigenschaften durch vorsichtiges Verändern der Laserparameter (Einstellungen der Wellenplatten, Pumpleistung, Dispersion) bis zu einem gewissen Grad beeinflussen. Leider ist kaum absehbar, wann man den Stabilitätsbereich überschreitet. Dies erschwerte insbesondere eine systematische Untersuchung der Regimeigenschaften.

Gegenstand der Messungen innerhalb dieser Arbeit war die Untersuchung der Pulseigenschaften, die in verschiedenen Regimen erzeugt werden konnten. Nach dem Spektrum wurde zunächst der Pulszug mit einer schnellen Photodiode (Zeitauflösung  $< 1\text{ ns}$ ) im Verbund mit einem analogen Oszilloskop detektiert. Zur Prüfung der Stabilität war ein analoges Oszilloskop erforderlich, da an einem Digitaloszilloskop bereits die Abtastfehler zu einer beträchtlichen Schwankung der Pulsamplitude geführt haben.

Ziel der Forschung an Faseroszillatoren ist die Erzeugung von Pulsen mit einer möglichst hohen Energie und einer kurzen Pulsdauer. Daher wurden innerhalb dieser Arbeit lediglich Einzel-Puls-Regime untersucht. Multipulse mussten ausgeschlossen werden, was eine gleichzeitige Messung des Pulszugs in verschiedenen Zeitskalen erforderlich macht (Abschnitt 6.1.5). Multipulse können mit sehr unterschiedlichen Abständen im Bereich von mehreren Nanosekunden bis hin zu wenigen hundert Femtosekunden auftreten (siehe Anhang). Die mit dem Oszilloskop verbundene Photodiode konnte Multipulse lediglich auflösen, wenn diese mehr als eine Nanosekunde entfernt waren. Eine Zeitauflösung von bis zu 25 ps konnte mit dem Sampling-Scope erreicht werden. Der Autokorrelator deckte mit seinem Messbereich von 150 ps bis hin zu wenigen Femtosekunden dann die untersten Zeitskalen ab.

## 6. Einzelpulsregime des modengekoppelten Faserlasers

In Abhängigkeit von den eingestellten Laserparametern konnten Laserpulse generiert werden, die sich in ihrer Dauer, ihrer Energie und ihrer Form stark voneinander unterscheiden. Die große Vielfalt verschiedenster Pulszüge ist Ausdruck einer enormen Pulsdynamik und hat letztendlich ihre Ursache in der nichtlinearen Komplexität des Systems. Dennoch sind viele Pulse von gleichen charakteristischen Eigenschaften geprägt, anhand derer sie bestimmten Regimen zugeordnet werden können. Innerhalb dieser Diplomarbeit konnten die drei Regime erreicht werden, die das Verständnis der Pulsentwicklung in Faseroszillatoren maßgeblich beeinflusst haben. Es handelt sich dabei um das solitäre Regime, das Regime der gestreckten und das Regime der selbstähnlichen Pulse.

Das folgende Kapitel enthält eine Zusammenfassung der erhaltenen Ergebnisse. Diese werden im Zusammenhang mit den charakteristischen Regimeeigenschaften analysiert und interpretiert. Eine besondere Stellung nimmt dabei das selbstähnliche Regime ein, da es eine Reihe äußerst interessanter Eigenschaften besitzt. Zu den selbstähnlichen Pulsen werden daher auch numerische Simulationen durchgeführt.

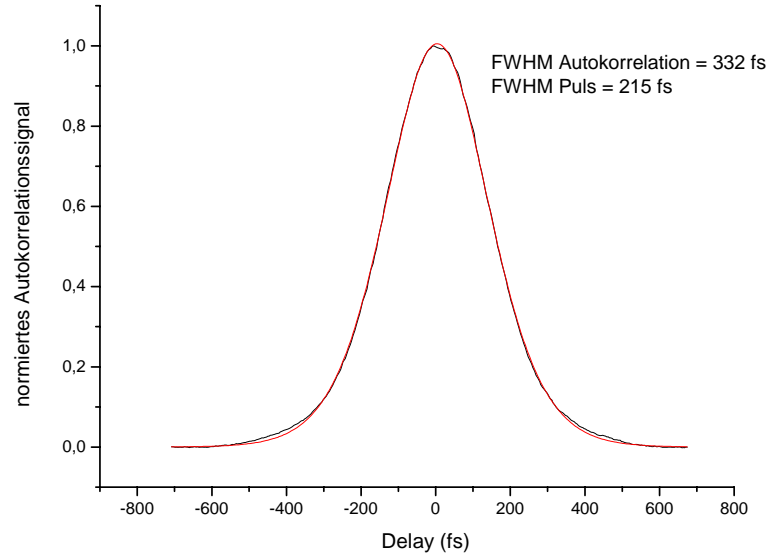
### 6.1 Solitäre Pulse

Die Pulsformierung durch solitäre Effekte gehört zu den grundlegendsten Erscheinungen in Faserwellenleitern und wurde experimentell schon sehr früh beobachtet [Mol80]. Obwohl solitäre Pulse in ihrer Pulsenergie und ihrer Pulsdauer stark beschränkt sind, ist das solitäre Regime dennoch bedeutsam, da es aufgrund zahlreicher theoretischer und experimenteller Arbeiten in hohem Maße verstanden ist, und somit einen guten Einblick in die Physik von Laseroszillatoren bietet.

#### 6.1.1 Ergebnisse eines gemessenen Pulses

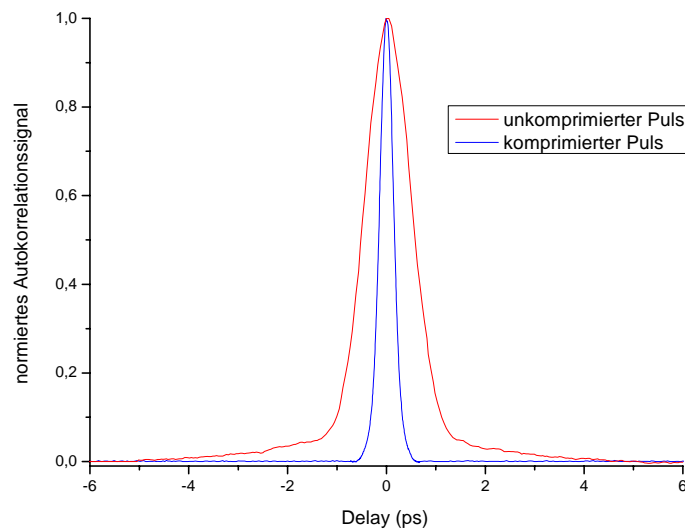
In Kapitel 3 wurden Solitonen als stationäre Pulsformen bei der Ausbreitung in einem Medium nachgewiesen. Obwohl sich die Pulspropagation in einem Laserresonator stark von der eines homogenen Mediums unterscheidet, dominieren unter bestimmten Voraussetzungen Dispersion und Selbstphasenmodulation, so dass es zu einer Soliton-ähnlichen Pulsentwicklung kommt. Die Form des Pulses im Resonator ist jedoch nicht konstant, sondern vielmehr treten bei jedem Umlauf periodische Veränderungen auf. Man spricht daher von quasistationären Solitonen oder solitären Pulsen.

Abb. 6.1 zeigt die Autokorrelation eines erzeugten Pulses. Der Fit mit der Autokorrelation eines  $\text{sech}^2$ -förmigen Pulses zeigt eine hervorragende Übereinstimmung und weist somit bereits auf die Zugehörigkeit zum solitären Regime hin.



**Abb. 6.1:** Gemessene Autokorrelationsspur eines komprimierten solitären Pulses (schwarz) und der Fit mit der Autokorrelation eines  $\text{sech}^2$ -förmigen Pulses (rot).

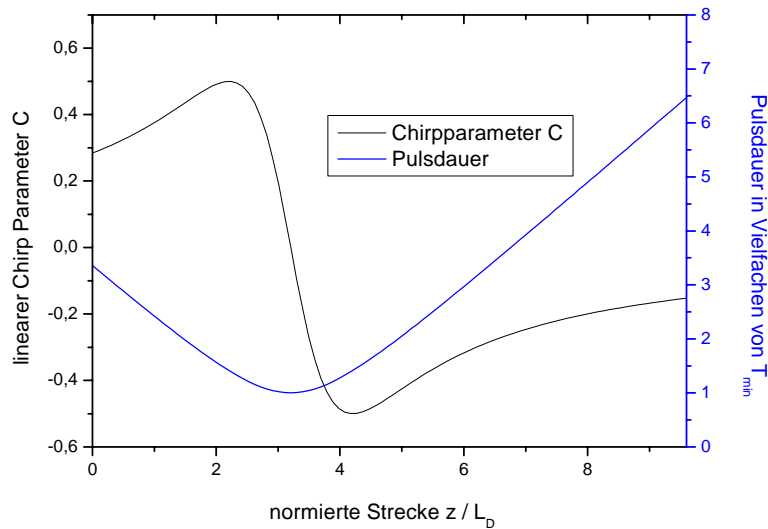
Eine genauere Analyse der Pulsdynamik zeigt jedoch die Unterschiede zwischen dem gemessenen Puls und dem eines ungestörten Solitons. Die vom Oszillator ausgekoppelten Pulse besitzen einen Chirp, der durch einen externen Gitterkompressor vor der Messung der Autokorrelation entfernt wurde. Die Veränderungen der Pulsform durch die Kompression zeigt Abb. 6.2.



**Abb. 6.2:** Autokorrelation des komprimierten und des unkomprimierten Pulses.

Mit der Annahme eines  $\text{sech}^2$ -Pulses ergibt sich damit die Breite des komprimierten Pulses zu  $T_{\min} = 215 \text{ fs}$  und die des unkomprimierten Pulses zu  $674 \text{ fs}$ . Die erforderliche Dispersion betrug  $-0,048 \text{ ps}^2$  und stimmt gut mit der Dispersion überein, die die Rechnung für einen Gauß-Puls ergibt (Gleichung 3.7 und 3.8). Das Zeitbandbreitenprodukt beträgt  $\Delta\nu_{\text{FWHM}} \cdot T_{\min} = 0,52$  und zeigt somit, dass das Soliton nur einen geringen nichtlinearen Chirp besitzt.

Die Gitter innerhalb des Resonators fügen eine Dispersion von insgesamt  $-0,16 \text{ ps}^2$  in den Strahlverlauf ein. Ein Vergleich mit der externen Dispersion (Auskopplung direkt vor den Gittern des Resonators) zeigt, dass der Puls eine minimale Pulsdauer aufweist, nachdem er etwa ein Drittel der Gitterdispersion im Resonator durchlaufen hat (Abb. 6.3).



**Abb. 6.3:** Chirp und Pulsdauer für den solitären Puls beim Durchlaufen der Gitter innerhalb des Resonators.

Obwohl die Dispersion der Faser mit  $+0,10 \text{ ps}^2$  geringer als die der Gitter ist, beeinflusst die dort vorhandene SPM den Chirp derart, dass der Puls am Ende der Faser wieder die gleiche Gestalt wie vor einem Umlauf besitzt. Das Verhältnis von maximaler zu minimaler Pulsdauer wurde zu 6,4 abgeschätzt (Gleichung 3.4). Der Puls kann zwar durch seine Form und sein Spektrum (Abb. 6.4) eindeutig dem solitären Regime zugeordnet werden, dennoch erfährt er enorme Veränderungen während eines Umlaufs, da die Inhomogenität des Resonators die Pulsentwicklung beträchtlich verändert.

Solitäre Pulse werden gewöhnlich in Erbium dotierten Laseroszillatoren beobachtet, die bei einer Wellenlänge von 1550 nm im Bereich anormaler Faserdispersion emittieren. Eine Dispersionskompensation durch Gitter entfällt daher bei diesen Lasern, weshalb die erzeugten Pulse wesentlich besser idealen Solitonen entsprechen. Ein Oszillator mit Dispersionskompensation - wie er hier realisiert wurde - ermöglicht prinzipiell nur gestreckte Pulse. Es spricht jedoch für die Stärke von Solitonenformierung, dass die Eigenschaften solitärer Pulse dennoch nachgewiesen werden können.

Die mittlere Leistung des am Strahlteiler ausgekoppelten Pulszugs wurde in dem dargestellten Regime zu 10 mW bestimmt, was bei der gemessenen Pulswiederholrate von 40,66 MHz einer Pulsenergie von 250 pJ entspricht. Nach Gleichung (3.20) ist die Dauer eines fundamentalen Solitons mit seiner Energie über die Materialparameter verknüpft. Legt man die gemessene Pulsdauer von  $\tau_{\text{FWHM}} = 215$  fs zugrunde, und verteilt die Gesamtdispersion ( $-0,05 \text{ ps}^2$ ) des Resonators auf die Faserlänge, so erhält man eine Pulsenergie von 45,1 pJ. Ein Soliton mit der gemessenen Dauer, würde also eine erheblich kleinere Pulsenergie besitzen. Zu berücksichtigen ist jedoch, dass solitäre Pulse nur an zwei Resonatorstellen diese minimale Dauer besitzen. Tatsächlich wird ein um den Faktor 6,4 dispersiv verbreiteter Puls in die Faser eingekoppelt. Zudem besitzt der Puls erst nach der Verstärkung gegen Ende der Faserstrecke seine volle Energie. Insofern ist die gemessene Überhöhung der Pulsenergie auf 250 pJ nicht überraschend, sondern vielmehr eine erwartete Folge.

In diesem Zusammenhang muss erwähnt werden, dass die Messung der Strahlleistung nur den Anteil der ausgekoppelten Pulsenergie angibt. Für die Entwicklung der Pulse ist jedoch ihre Energie im Resonator entscheidend. Diese ist leider nur schwer für Messungen zugänglich, da jede Veränderung im Resonator auch das Pulsregime verändert. Das solitäre Regime Einzelpulsregime wurde mit einer optischen Pumpleistung von 74 mW erzeugt. Beachtet man die hohen Verluste bei einem Resonatorumlauf (Gitterkompressor, doppelter Durchlauf im Isolator, Ein- und Auskopplung in die Faser), so erscheint ein Auskoppelgrad zwischen 30% und 50% hier als wahrscheinlich. Der Puls im Resonator besitzt daher eine entsprechend höhere Energie.

### 6.1.2 Aspekte einer genaueren Analyse

Es zeigte sich bisher, dass insbesondere die Verteilung der Dispersion im Resonator zu Abweichungen von den Eigenschaften eines idealen Solitons führt. Fundamentale Änderungen aufgrund der lokalisierten Bauelemente konnten bisher nicht erkannt werden. Diese sind jedoch bei kleinen Pulsdauern zu erwarten. Gleichung (3.20) würde bei genügend großer Pulsenergie beliebig kurze Pulse erlauben. Dieser Zusammenhang ist bei

kleinen Pulsdauern jedoch nicht mehr gültig, da dann neben der inhomogenen Verteilung auch Dispersion und nichtlineare Effekte höherer Ordnungen nicht vernachlässigt werden können. Genauere Modelle sind daher notwendig.

Die Modellierung von Faserlasern beruht oft auf der Annahme geringer Pulsveränderungen in den einzelnen Bestandteilen des Resonators. Leistungsfähige analytische Modelle wurden auf Basis dieser Näherung entworfen [Kra92, Hau91, Mar85]. Darüber hinaus existieren Theorien, die die eine inhomogene Verteilung von Dispersion, SPM, SAM und Verstärkung im Resonator berücksichtigen [Bra91]. In ihnen werden den einzelnen Effekten Operatoren zugeordnet, die die Entwicklung der komplexen Pulseinhüllenden beschreiben. Die erweiterte nichtlineare Schrödingergleichung kann dann als Eigenwertgleichung formuliert werden [Agr01], wobei die Inhomogenität des Resonators dann in Form von Kommutatoren der genannten Operatoren in Erscheinung tritt. Diese Terme lassen sich in Ordnungen des Parameters

$$r = \frac{2\beta_2}{\pi\tau_0^2} Z_C = \frac{Z_C}{Z_S} \quad (6.1)$$

entwickeln, der somit die Inhomogenität des Resonators skaliert. Dabei bezeichnet  $Z_C$  die Resonatorlänge,  $Z_S$  ist die in (3.19) definierte Solitonperiode. Legt man einer Berechnung die Pulsdauer von 215 fs und die Gesamtdispersion von  $-0,054 \text{ ps}^2$  zugrunde, so lässt sich ein Wert von  $r = 2,1$  abschätzen. Leider kann die in [Bra91] entwickelte Theorie nicht direkt auf den aufgebauten Faseroszillator angewendet werden, da die Verteilung der Dispersion komplexer ist. Dennoch lässt sich anhand dieser Theorie die Inhomogenität des Resonators als relativ groß beurteilen, denn der Wert von  $r = 2,1$  erweist sich für die Stabilität des solitären Pulses als kritisch (folgender Abschnitt).

### 6.1.3 Beschränkung der Pulsenergie und der Pulsdauer

Ein fundamentaler Unterschied zwischen der periodischen Ausbreitung eines Solitons im Laseroszillator und der eines ungestörten Solitons sind die Kelly-Seitenbänder [Kelly92, Den94, Nos92]. Ein solitärer Puls unterliegt während eines Resonatorumlaufs einer Reihe von Störungen, die zu Abweichungen von der Idealform eines Solitons führen. Der Puls tendiert zwar zu einer Wiederherstellung der idealen Solitonform, gibt aber dabei Energie in Form von Hintergrundstrahlung ab. Diese wird dispersiv verbreitert, und im Allgemeinen durch den sättigbaren Verlust gut unterdrückt. Unterscheiden sich der Wellenvektor des Solitons und der der dispersiven Welle genau um ein Vielfaches von  $2\pi$ , so kommt es zu einer positiven Überlagerung der erzeugten Hintergrundstrahlung bei jedem Umlauf. Die Störung wirkt resonant und die Amplitude der dispersiven Welle steigt beträchtlich an,



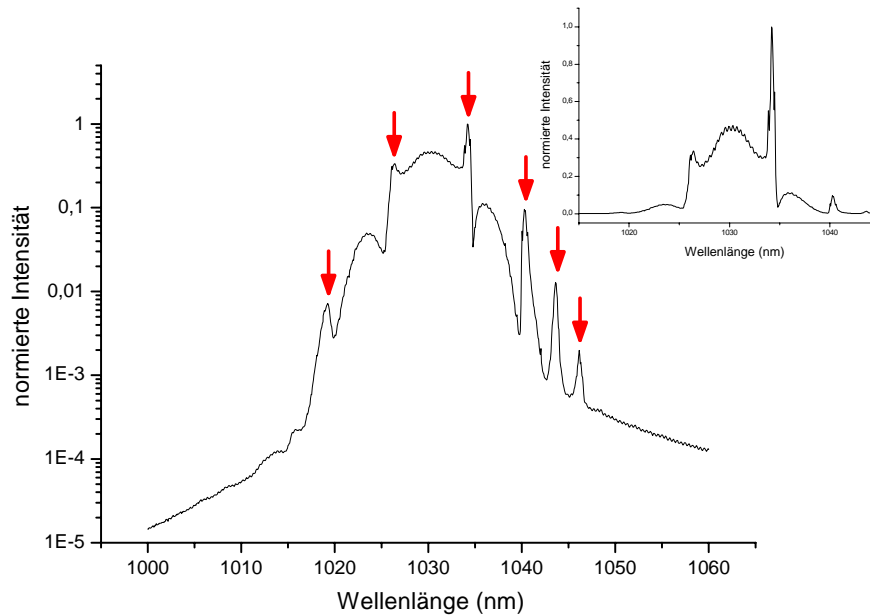
so dass einzelne Seitenbänder im Spektrum sichtbar werden. Aus der Bedingung für Phasen Anpassung

$$[k_D - k_s]Z_C = \left[ \frac{\beta_2}{2} \Delta\omega^2 + \frac{\beta_2}{2\tau_0^2} \right] Z_C = 2\pi m \quad (6.2)$$

kann die Frequenz berechnet werden, an der die Seitenbänder im Spektrum auftreten:

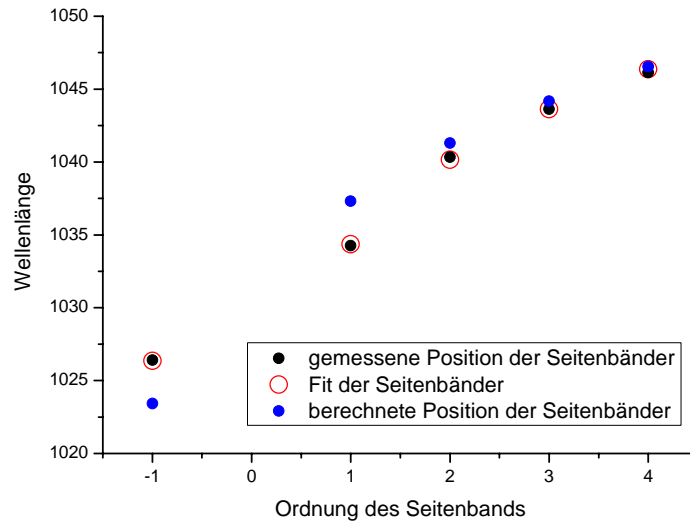
$$\Delta\omega = \frac{1}{\tau_0} \sqrt{\frac{4\pi\tau_0^2}{Z_C\beta_2} m - 1} \quad (6.3)$$

Das optische Spektrum des solitären Pulses weist diese Seitenbänder sehr deutlich auf (Abb. 6.4).



**Abb. 6.4:** *Optisches Spektrum des solitären Pulses. Auf der logarithmischen Skalierung sind die Seitenbänder gut zu erkennen (rote Pfeile), oben rechts ist das Spektrum mit linearer Skalierung gezeichnet.*

Die Position der Seitenbänder wurde mit Gleichung (6.3) aus der gemessenen Pulsdauer sowie der geschätzten Gesamtdispersion ( $-0,054 \text{ ps}^2$ ) des Resonators berechnet und mit den gemessenen Werten verglichen (Abb. 6.5). Man stellt zwar eine deutliche Abweichung vor allem für das erste Seitenband fest; mit zunehmender Ordnung verschwindet diese allerdings fast völlig. Zusätzlich wurde ein Fit der Messpunkte durchgeführt, der bei einer Pulsdauer von 123 fs und einer Gesamtdispersion von  $-0,049 \text{ ps}^2$  die beste Übereinstimmung ergibt.



**Abb. 6.5:** Zur Lage der Kelly-Seitenbänder.

Die Abweichung zwischen den gemessenen und den berechneten Werten muss auf die starke Veränderung des Pulses im Resonator zurückgeführt werden, die in der Rechnung nicht explizit berücksichtigt werden kann. Statt die gemessene Pulsdauer zur Berechnung heranzuziehen, wäre es also ebenso berechtigt, Gleichung (6.3) auf die Solitonenenergie umzuschreiben und die gemessene Solitonenenergie einzusetzen. Man würde eine entgegengesetzte Abweichung erhalten. Insofern können die erhaltenen Werte als Mittel zwischen diesen beiden Extremen interpretiert werden.

Trotz solcher Abweichungen sind Seitenbänder im Spektrum ein zuverlässlicher Indikator für eine Pulsdynamik, die durch Solitonenformierung bestimmt wird. Das Spektrum ist eine Art Fingerabdruck des Pulses, und zeigt auch bei den anderen Pulsen deren Zugehörigkeit zu einem Regime an.

Die Bedeutung der Seitenbänder liegt jedoch vor allem in der von ihnen verursachten Störung der Pulsstabilität. Die Lage der Seitenbänder wird im Wesentlichen durch den Parameter  $r = Z_C / Z_S$  bestimmt, wie eine andere Darstellung der Gleichung (6.3) zeigt:

$$\Delta\omega = \frac{1}{\tau_0} \sqrt{\frac{8}{r} m - 1} \quad (6.4)$$

Bei großen Werten von  $r$  rücken die Seitenbänder also immer näher an das Pulszentrum heran. Der Energieverlust des Pulses wird durch [Gor92, Elg93, Bra93]

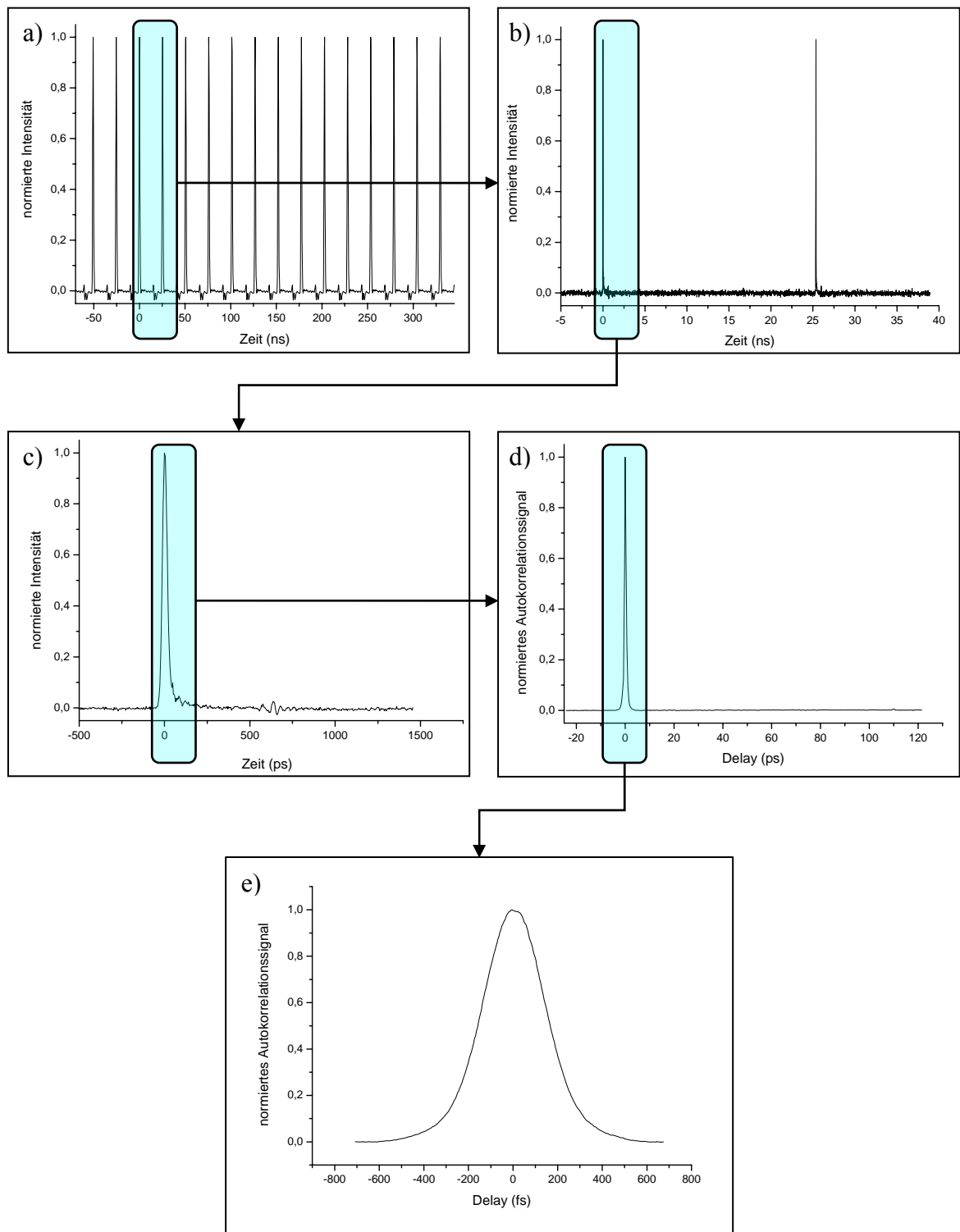
$$-\frac{dE}{dz} \propto \sec h^2 \left( \frac{\Delta\omega}{\Delta\omega_S} \right) \quad (6.5)$$

beschrieben ( $\Delta\omega_s$  ist die spektrale Breite des Solitons), so dass das Soliton dann mehr Energie verliert. Experimentelle Untersuchungen belegen, dass ein solitärer Puls ab  $r \geq 2$  instabil wird [Tam94]. Für den gemessenen Puls wurde  $r$  zu 2,1 abgeschätzt. Wie aufgrund der hohen gemessenen Pulsenergie zu erwarten war, befand sich der Puls also am Rande der Stabilität.

Da sich sowohl die Resonatorlänge nicht beliebig verkürzen lässt als auch der Solitonlänge durch die verfügbaren Dispersionswerte enge Grenzen gesetzt sind, ist eine Skalierung der Pulsenergie und der Pulsdauer im solitären Regime nicht möglich. Viele Anstrengungen wurden unternommen, um diese Beschränkung zu umgehen. So wurden z.B. Erfolge durch die Unterdrückung der Seitenbänder mit Hilfe von Filtern erzielt [Nos93] oder ein besseres Design der Nichtlinearität vorgeschlagen [Ilday04]. Besonders interessant ist jedoch die Umgehung solcher Instabilitäten durch ein Verlassen des Regimes, wie es das Regime der gestreckten und der selbstähnlichen Pulse ermöglicht.

#### 6.1.4 Detektion von Multipulsregimen

Im Experiment macht sich die Limitierung der Pulsenergie dadurch bemerkbar, dass ein Regime bei zu hoher Pumpleistung in Multipulse aufbricht. Diese sind schwer zu kontrollieren und insbesondere bei einer Charakterisierung der verschiedenen Regime hinderlich. Es musste daher stets darauf geachtet werden, dass sich nur ein einziger Puls im Resonator befand. Dafür musste der Pulszug mit dem Sampling-Scope und ein Autokorrelator gleichzeitig gemessen werden. Abb. 6.6 zeigt das Ergebnis einer solchen Messung für den solitären Puls. Zur Überprüfung der Stabilität war zudem die Messung des Pulszuges mit einem analogen Oszilloskop erforderlich. Die wiederholte Justage all dieser Geräte nahm leider eine erhebliche Zeit in Anspruch, da diese nicht kontinuierlich für den Versuch zur Verfügung standen. Das Vorliegen eines einzelnen Pulses wurde bei allen hier dargestellten Regimen überprüft, so dass eine Verfälschung der Ergebnisse durch Multipulse ausgeschlossen werden kann.



**Abb. 6.6:** Der Einzelpulsbetrieb muss auf allen Zeitskalen gesichert sein. Überprüfung mit dem Oszilloskop (a), dem Sampling-Scope (b und c) und dem Autokorrelator (d und e).

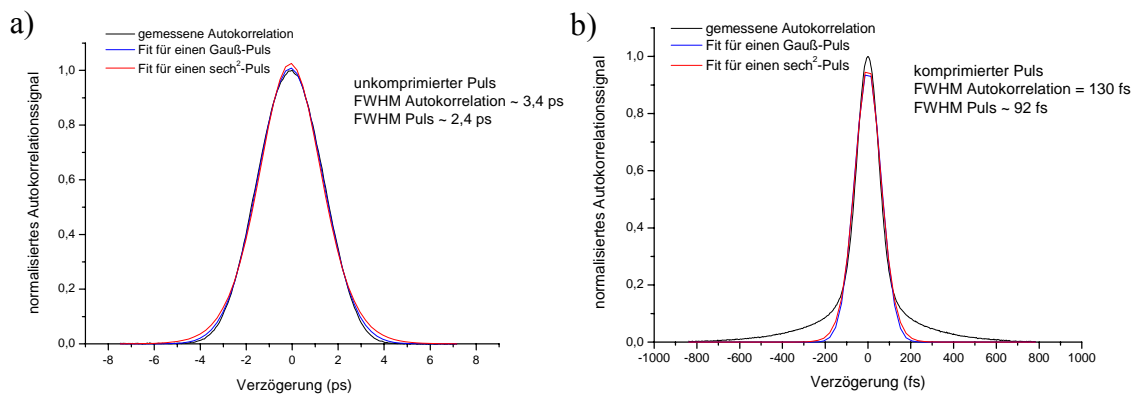
## 6.2 Gestreckte Pulse

Solitäre Pulse entstehen unter dem Einfluss anormaler Dispersion. Die dadurch notwendige Dispersionskompensation verursacht zwangsläufig ein Strecken und Komprimieren der Pulse. Dieser Effekt ist jedoch dann erwünscht, wenn eine Pulsentwicklung unabhängig von solitärer Pulsformierung erreicht werden soll. Er begründet das Regime der Gestreckten Pulse, das andere Pulsparameter selbst bei positiver Gesamtdispersion des Resonators erlaubt.

Das Regime der gestreckten Pulse umfasst eine große Zahl verschiedener Pulsformen. Im Vergleich zu solitären Pulsen werden Kelly-Seitenbänder nicht beobachtet und wesentlich höhere Streckfaktoren führen zu einer erheblichen Reduktion der effektiven Intensität. Dadurch lässt sich die für Solitonen geltende Beschränkung der Pulsdauer und Energie geschickt umgehen, und größere Pulsenergien bei kürzeren Pulsdauern können erreicht werden [Tam93, Tamu94, Hau94, Ild03]. Die zugehörigen Spektren besitzen eine Bandbreite von bis zu 100 nm und haben meistens eine oder zwei steile Flanken an den seitlichen Begrenzungen (siehe Abb. 6.8 und 6.10).

### 6.2.1 Ergebnisse eines gemessenen Pulses

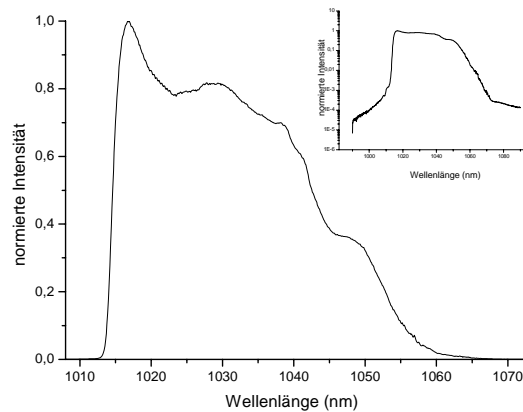
Abb. 6.7 enthält die gemessenen Autokorrelationsspanen mit den Fits für einen Gauß- und einen  $\text{sech}^2$ -Puls.



**Abb. 6.7:** Autokorrelationen des komprimierten (a) und des unkomprimierten Pulses (b) mit den Fits für einen Gauß- (blau) und einen  $\text{sech}^2$ -Puls (rot).

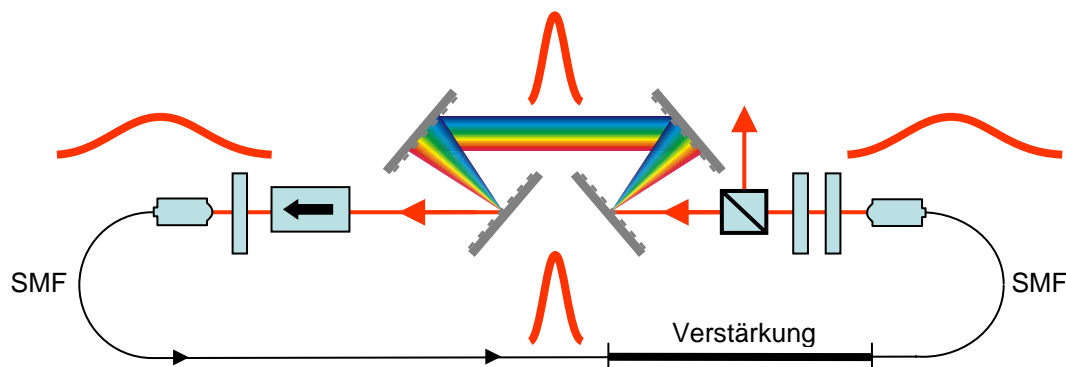
Beim unkomprimierten Puls zeigt sich eine geringfügig bessere Übereinstimmung mit dem Fit eines Gauß-Pulses. Dieses Ergebnis ist verständlich, da Gaußpulse als asymptotische Lösungen der nichtlinearen Schrödingergleichung bei der Ausbreitung in Abschnitten mit alternierender Dispersion bekannt sind (Kapitel 3). Starke Abweichungen zwischen der gemessenen Autokorrelation und den Fits bei dem komprimierten Puls lassen jedoch auf

eine komplexere Pulsform schließen. Auch durch Anpassung der Laserparameter konnte die Energie in den Flanken nicht reduziert werden, ohne das gezeigte Regime zu verlassen. Unkompensierte Dispersion dritter Ordnung ist sicherlich die Ursache solcher Flanken, insbesondere weil der Puls mit den Transmissionsgittern erzeugt wurde, die aufgrund ihrer Anordnung eine wesentlich größere Dispersion dritter Ordnung besitzen (siehe Kap. 5.2). Zudem besitzt das Spektrum eine größere Bandbreite als das des solitären Pulses und reagiert daher stärker auf unkomensierte TOD. Ein weiterer Hinweis auf die nachteilige Wirkung der TOD ist die Tatsache, dass mit den Transmissionsgittern keine gestreckten Pulse erzeugt werden konnten, die ein Spektrum von mehr als 40 nm Breite aufweisen, während mit den Reflektionsgittern spektrale Breiten von über 80 nm erreicht werden konnten. Das Spektrum des dargestellten Pulses ist in Abb. 6.8 enthalten.



**Abb. 6.8:** *Spektrum des gestreckten Pulses.*

Aus den Autokorrelationen lassen sich bei Annahme eines Gauß-Pulses die Halbwertsbreiten des gechirpten Pulses zu 2,4 ps und die des komprimierten Pulses zu  $T_{\min} = 92$  fs bestimmen. Mit der Dispersion der Gitter innerhalb des Resonators ( $-0,103 \text{ ps}^2$ ) und der zur externen Kompression benötigten Dispersion von ( $-0,045 \text{ ps}^2$ ) lässt sich die Dynamik des Pulses beim Komprimieren innerhalb des Resonators abschätzen. Man stellt fest, dass der Puls eine minimale Dauer etwa nach der Hälfte der internen Gitterdispersion erreicht hat. Dementsprechend liegt das zweite Minimum der Pulsdauer ungefähr in der Mitte der Faserstrecke, was eine typische Eigenschaft gestreckter Pulse darstellt (Abb. 6.9). Der große Streckfaktor von 19,3 zwischen der minimalen und der maximalen Pulsdauer ist ebenfalls typisch für gestreckte Pulse. Das Zeitbandbreitenprodukt ergibt einen Wert von  $\Delta\nu_{\text{FWHM}} \cdot T_{\min} = 0,78$  und ist damit knapp doppelt so groß wie für einen transformationsbegrenzten Gaußpuls, was als weiterer Hinweis auf unkomensierte TOD verstanden werden kann.



**Abb. 6.9:** Die Pulsdauer ist in der Mitte der beiden Dispersionsstrecken minimal.

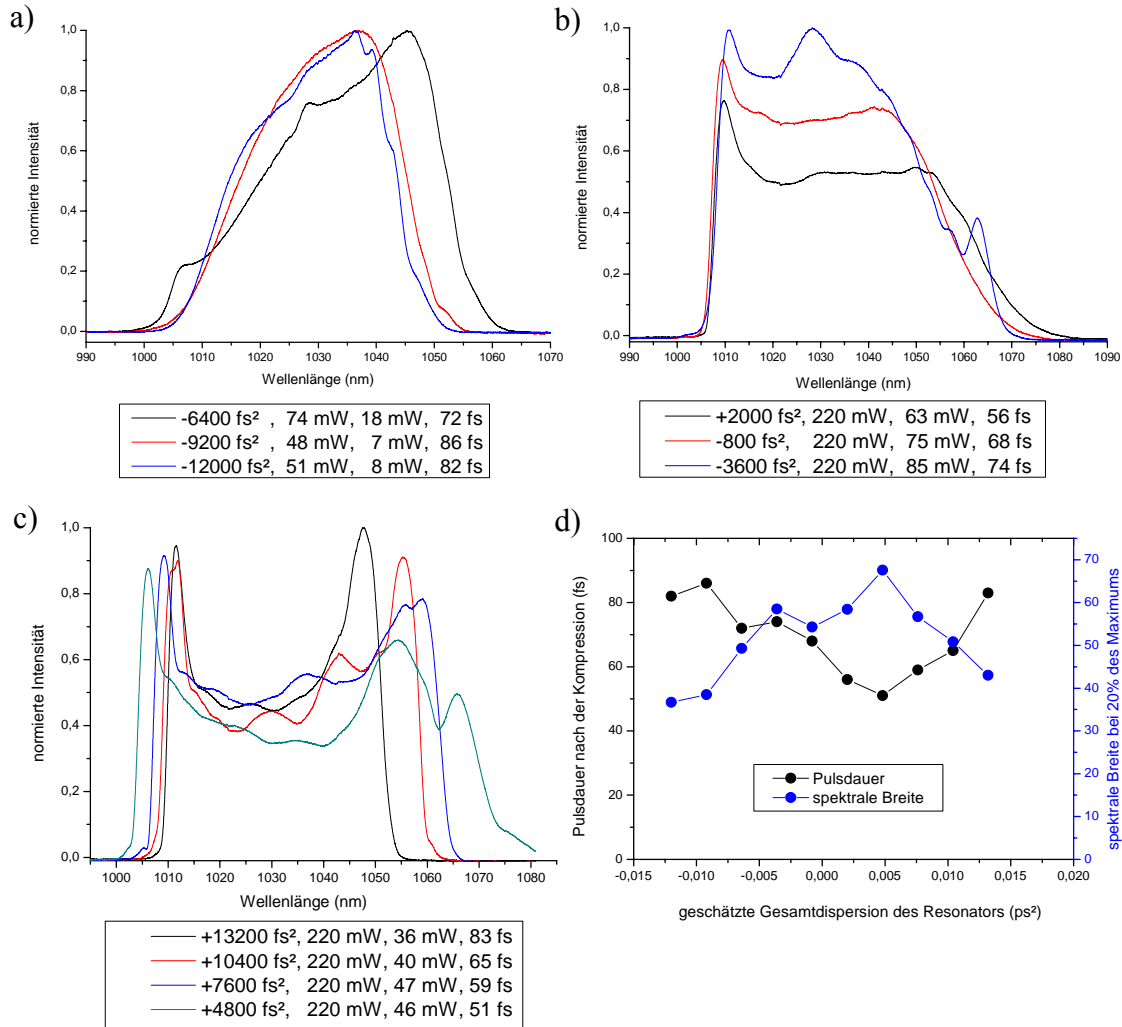
Die mittlere Pulsleistung wurde zu 40mW gemessen, was bei einer Repetitionsrate von 40,66 Mhz einer Pulsenergie von etwa einem Nanojoule entspricht. Das gepulste System erreicht somit eine optische zu optische Effizienz von 29 %, was als hoch einzuschätzen ist, da bei gleichen Parametern auch im cw-Betrieb nur maximal 31 % erreicht wurden. Die Auskoppelrate dürfte etwa bei 50 % liegen, so dass man die maximale Pulsenergie im Resonator zu etwa 2 nJ abschätzen kann. Man erhält damit eine maximale Intensität in der Faser von  $7,06 \cdot 10^{14} \text{ W/m}^2$  bei einer Spitzenleistung von 21 kW. Die Gesamtdispersion des Resonators betrug etwa  $+4000 \text{ fs}^2$ .

### 6.2.2 Bedeutung der Gesamtdispersion

Um den Einfluss der Gesamtdispersion auf die Pulse zu bestimmen, wurden das Spektrum und die Autokorrelationen von gestreckten Pulsen bei verschiedenen Gitterabständen aufgenommen. Leider führte eine Änderung des Gitterabstandes oft zu einem Verlust der Modenkopplung, so dass sich diese Messung als schwierig gestaltete. Zudem war ein Puls nur in einem bestimmten Dispersionsbereich stabil, so dass drei verschiedenen Pulsformen zur Abdeckung des Bereiches von  $-0,012 \text{ ps}^2$  bis  $+0,0132 \text{ ps}^2$  nötig waren (Abb. 6.10). Die Messungen erfolgten nicht alle bei der gleichen Pumpleistung, da stabile Modenkopplung im Einzelpulsbetrieb gewährleistet werden sollte. Bei einem Verlust der Modenkopplung oder dem Wechsel zu einer anderen Pulsform wurden auch die Wellenplatten neu justiert.

Die Gesamtdispersion wurde aus der Dispersion der Faser, der Gitter und des Isolators abgeschätzt. Da jedoch keine exakten Werte zur Verfügung stehen, muss von einem Fehler in der Größenordnung von etwa  $5000 \text{ fs}^2$  ausgegangen werden, was bei der Interpretation der Ergebnisse zu berücksichtigen ist. Man stellt fest, dass die Pulsdauer in der Nähe vollständiger Dispersionskompensation minimal wird und nahezu invers zur Breite des Spek-

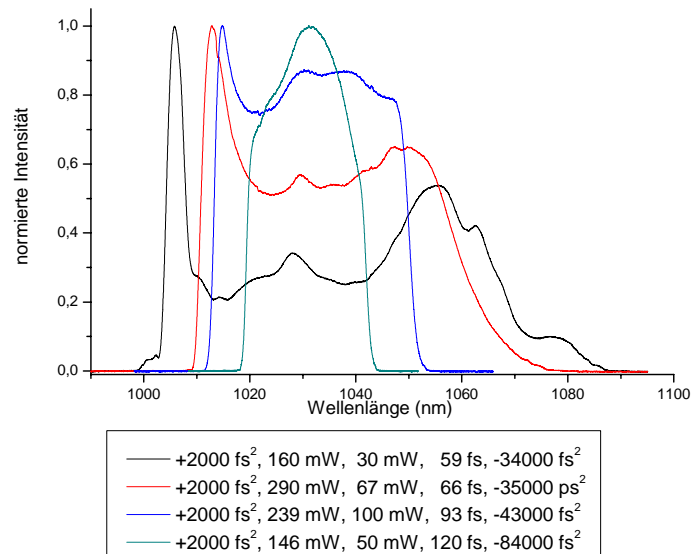
trums verläuft (Abb. 6.10 d). Dieses Ergebnis bestätigt die Erwartung, dass eine nicht kompensierte Dispersion zweiter Ordnung zu größeren Pulsdauern führt.



**Abb. 6.10:** Gestreckte Pulse bei verschiedener Dispersion (geschätzte Gesamtdispersion, optische Pumpleistung, ausgekoppelte Laserleistung und die Pulsdauer nach der Kompression) (a-c). Pulsdauer und spektrale Breite aufgetragen über der Gesamtdispersion (d).

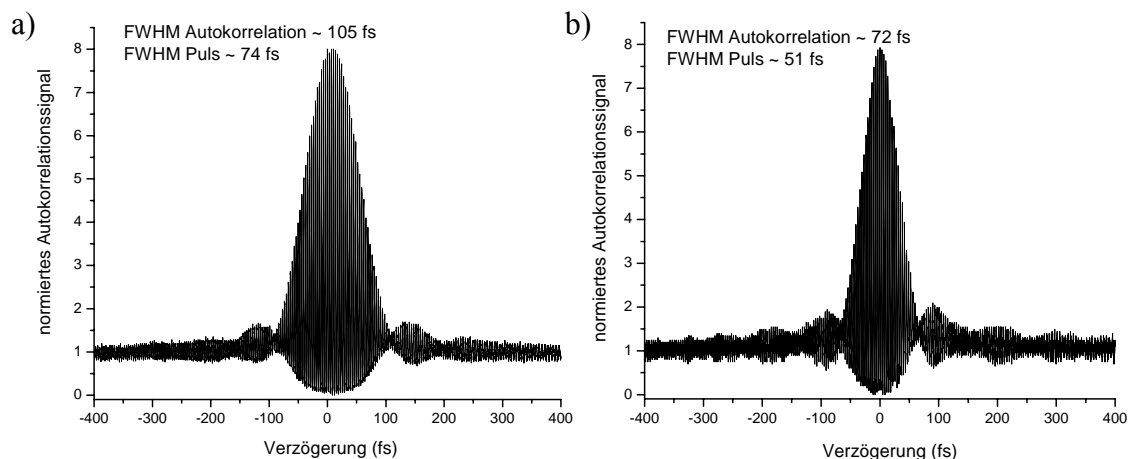
Es zeigt sich, dass gestreckte Pulse unabhängig vom Vorzeichen der Gesamtdispersion entstehen können, dies unterscheidet sie von solitären oder parabolischen Pulsen deren Entstehung negative bzw. positive Gesamtdispersion voraussetzt. Eine richtige Einstellung der Gesamtdispersion ist also notwendige Voraussetzung für die Erzeugung einer bestimmten Pulsform. Die Gesamtdispersion bestimmt allerdings nicht alleine die Pulsform, sondern oft reichte eine andere Einstellung der Wellenplatten oder der Pumpleistung aus, um völlig verschiedene Pulse zu erhalten (Abb. 6.11).





**Abb. 6.11:** Verschiedene Pulse können alleine durch Verstellen der Wellenplatten und Anpassen der Pumpleistung erreicht werden. Die Legende enthält die Gesamtdispersion, die Pumpleistung, die mittlere Laserleistung, die Pulsdauer und die zur externen Kompression erforderliche Dispersion.

Der Puls mit der Halbwertsbreite von 51 fs (Spektrum siehe 6.10c) ist der kürzeste Puls, der im Rahmen dieser Arbeit erreicht werden konnte. Im Allgemeinen weisen gestreckte Pulse die kürzeste Pulsdauer und das breiteste Spektrum auf. Kürzere Pulsdauern sind jedoch oft mit einer Verschlechterung der Pulsqualität verbunden, wie in Abb. 6.12 anhand der interferometrischen Autokorrelationen des 74 fs und des 51 fs Pulses ersichtlich wird.



**Abb. 6.12:** Interferometrische Autokorrelationen von zwei gestreckten Pulsen mit einer Dauer von 74 fs (a) bzw. von 51 fs (b).

## 6.3 Parabolische Pulse bei selbstähnlicher Ausbreitung

### 6.3.1 Allgemeine Eigenschaften

Neben den stationären Solitonen und den sich periodisch verändernden gestreckten Pulsen konnten in Faseroszillatoren noch eine dritte Klasse von Pulsen beobachtet werden. Es handelt sich um das selbstähnliche Regime, dessen Pulsentwicklung einer asymptotischen Lösung der nichtlinearen Schrödingergleichung entspricht. Im Gegensatz zu den anderen Pulsformen entstehen selbstähnliche Pulse in einem Faseroszillator ausschließlich unter dem Einfluss positiver Dispersion in Verbindung mit hoher Verstärkung. Die nichtlineare Schrödingergleichung muss daher um den Verstärkungsterm erweitert werden:

$$i \frac{\partial A}{\partial z} = \frac{1}{2} \beta_2 \frac{\partial^2 A}{\partial t^2} - \gamma |A|^2 A + i \frac{g}{2} A \quad (6.6)$$

Die selbstähnliche Entwicklung eines Zustandes ist ein grundlegendes Phänomen in nichtlinearen Systemen. Es entsteht, nachdem die Anfangsbedingungen abgeklungen sind und offenbart wesentliche Systemeigenschaften, so dass es eine entscheidende Rolle bei der Analyse komplexer Systeme spielt [Bar96, Sac00].

Mit der Technik der Symmetriereduktion erhält man bei den genannten Bedingungen die folgende Lösung für die Ausbreitung im Limit  $z \rightarrow \infty$  aus (6.6) [Fer00]:

$$\begin{aligned} A(z, t) &= A_0(z) \sqrt{1 - [T/T_0(z)]^2} \exp[i\varphi(z, t)] & \text{für} & \quad |T| \leq T_0(z) \\ \text{und} & \quad A(z, t) = 0 & \text{für} & \quad |T| \geq T_0(z) \end{aligned} \quad (6.7)$$

Der Puls besitzt also ein parabolisches Intensitätsprofil, dessen Form bei der Ausbreitung erhalten bleibt. Lediglich die Amplitude  $A_0(z)$  und die Pulsdauer  $T_0(z)$  wachsen mit dem gleichen Faktor exponentiell an. Diese Eigenschaft ist äußerst bemerkenswert und führte daher auch zur Namensgebung des Regimes. Die Phase

$$\varphi(z, t) = \varphi_0 + 3\gamma(2g)^{-1} A_0^2(z) - g(6\beta_2)^{-1} t^2 \quad (6.8)$$

der Pulse ist quadratisch und gibt Anlass zu einem positiven linearen Chirp.

Im Gegensatz zu Solitonen können selbstähnliche Pulse starke Nichtlinearität tolerieren ohne dabei aufzubrechen. Die normale Dispersion führt zu einer Glättung der akkumulierten Phase, so dass der Puls trotz einer starken spektralen Verbreiterung nicht instabil wird. Weiterhin ist der resultierende lineare Chirp ideal für eine Kompression der Pulse. Aus diesen Gründen ist zu erwarten, dass solche selbstähnlichen Pulse eine ähnliche Bedeutung wie Solitonen erlangen werden, weshalb auch die Bezeichnung Similariton existiert. Neben

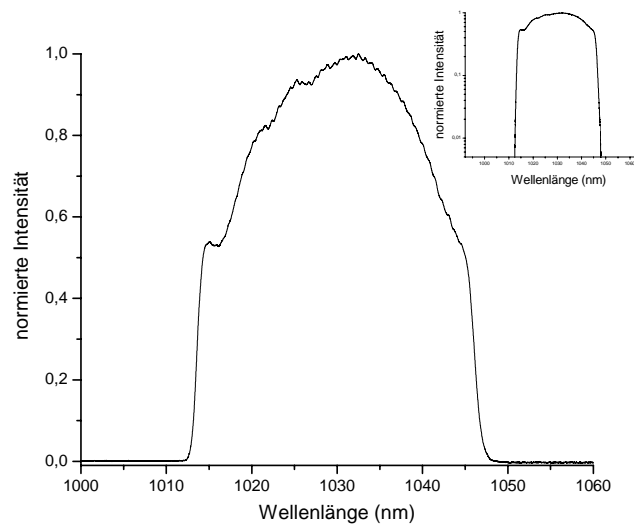
dem wissenschaftlichen Interesse ist eine selbstähnliche Pulsentwicklung von unschätzbarem praktischem Wert, da sie eine Skalierung der Pulsenergie bis zu mehreren hundert Nanojoule in einem Faseroszillator prinzipiell ermöglicht.

In einer Verstärkerfaser konnte die Formierung von Gaußpulsen zu Similaritonen beobachtet und durch numerische Rechnungen verifiziert werden [Fer00]. Die mögliche Entstehung von Similaritons in einem Faserlaser erschien dennoch fragwürdig, da die selbstähnliche Ausbreitung mit den periodischen Randbedingungen eines rückgekoppelten Systems unverträglich ist. Alle Veränderungen der Pulsform müssen bei selbstähnlicher Ausbreitung vor einer Wiedereinkopplung in die Faser rückgängig gemacht werden. Die experimentelle Demonstration von Similaritons in einem Faserlaser [Ild04] zeigte, dass diese schwierige Aufgabe tatsächlich durch die nichtlineare Polarisationsdrehung übernommen werden kann.

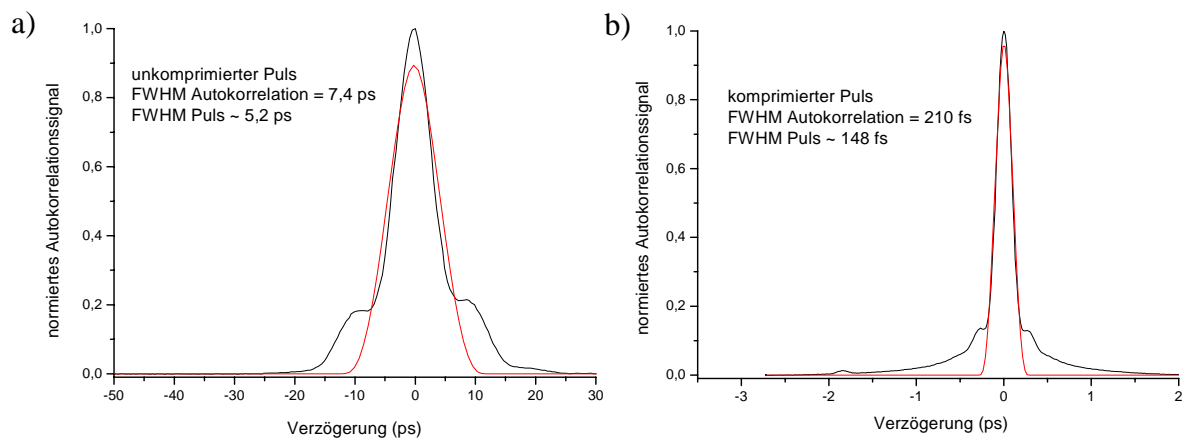
Charakteristisch für ein Similariton ist zunächst der parabelähnliche Verlauf des Spektrums mit den steilen Begrenzungen nach beiden Seiten. Die spektrale Bandbreite liegt typischerweise im Bereich von 20 nm bis 30 nm und die experimentell erreichten Pulsenergien sind größer als in jedem anderen Regime [Buc05]. Die beobachteten Pulsdauern liegen im Bereich von 200 fs bis 100 fs, wobei das zeitliche Intensitätsprofil eines Similaritons parabelförmig (6.7) ist. Der lineare Chirp sollte eine Kompression der Pulsdauer bis nahe an das Transformationslimit ermöglichen, solange unkompensierte TOD vernachlässigt werden kann. Ein weiterer auffallender Unterschied zu den andern Regimen ist, dass Similaritons selbst nach dem Durchlaufen der Resonatorgitter noch einen positiven Chirp besitzen. Folglich ist ihre Pulsdauer im Gegensatz zu gestreckten Pulsen nur an einer Stelle des Resonators minimal.

### 6.3.2 Erhaltene experimentelle Ergebnisse

Das Spektrum des Pulses ist der zuverlässigste Indikator für selbstähnliche Pulsausbreitung. Die steilen Flanken an den beiden Rändern des Spektrums entstehen durch die endliche Verstärkungsbandbreite. Aufgrund der Sättigung sinkt die Verstärkung am Rand des Pulses unter den Schwellwert für Laserbetrieb und es kommt zu einem extrem schnellen Abfall der Intensität. Besonders typisch für die selbstähnliche Pulsentwicklung ist der parabelförmige Intensitätsverlauf zwischen den steilen Flanken (Abb. 6.13).



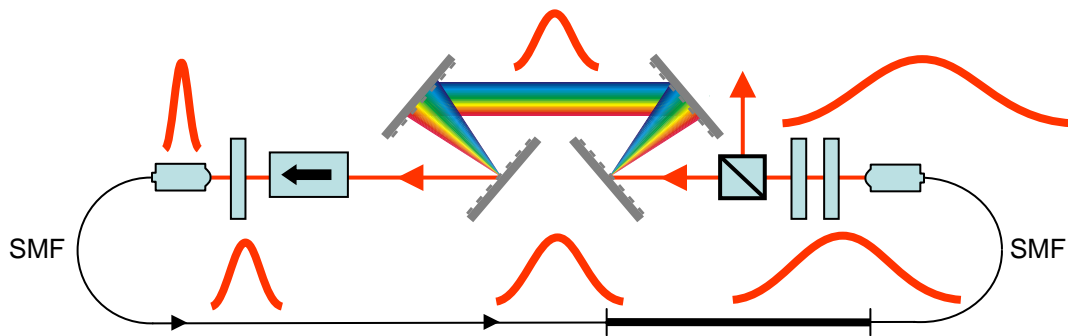
**Abb. 6.13:** Gemessenes Spektrum eines Pulses im „self-similar“-Regime.



**Abb. 6.14:** Autokorrelationen für den unkomprimierten (a) und den komprimierten Puls (b) mit Fit für einen parabolischen Puls.

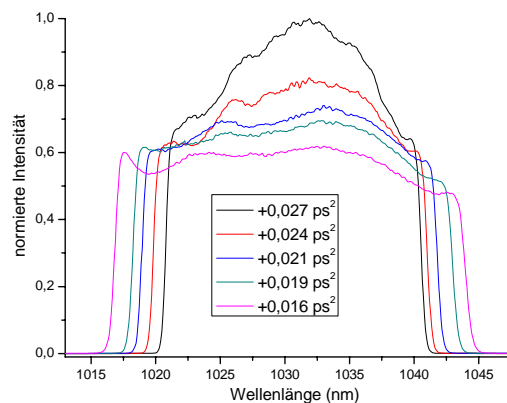
Abb. 6.14 zeigt die Autokorrelationen des komprimierten und des unkomprimierten Pulses. Man erkennt deutlich, dass ein hoher Anteil der Pulsenergie in einem Podest enthalten ist. Der Puls besitzt also einen nichtlinearen Chirp, den unkomensierte Dispersion dritter Ordnung verursacht haben könnte. Eine derart schlechte Pulsqualität ist untypisch für das parabolische Regime [Ild04] und muss durch ungünstige Resonatoreigenschaften verursacht worden sein. In einem vorher aufgebauten Resonator wurde eine derart schlechte Pulsqualität nicht beobachtet.

Die Pulsdauern für den unkomprimierten und den komprimierten Puls ergeben sich zu 5,2 ps bzw. zu 148 fs. Dabei war zur externen Kompression eine stärkere Dispersion ( $-0,119 \text{ ps}^2$ ) notwendig als zur Dispersionskompensation innerhalb des Resonators ( $-0,095 \text{ ps}^2$ ). Der Puls ist also während des gesamten Umlaufs positiv gechirpt und hat im Gegensatz zu den gestreckten Pulsen nur ein einziges Minimum der Pulsdauer vor der Wiedereinkopplung in die Faser (Abb. 6.15).



**Abb. 6.15:** Die Pulsdauer besitzt nur ein Minimum beim Resonatorumlauf.

Die Gesamtdispersion des Resonators betrug  $+0,013 \text{ ps}^2$  in dem vorher dargestellten Regime. Abb. 6.16 enthält das Ergebnis einer Messung für verschiedene Resonator-dispersionen.



**Abb. 6.16:** Änderung des Spektrums in Abhängigkeit von der Dispersion.

Ausgehend von einem stabilen parabolischen Regime bei einer Gesamtdispersion von  $+0,027 \text{ ps}^2$  wurde der Abstand der Gitter innerhalb des Resonators schrittweise verringert. Die Messung gelang ohne Verlust der Modenkopplung und ohne dass irgendein anderer Parameter verändert wurde. Es zeigte sich ein Übergang des Spektrums von einem Verlauf, der typisch für selbstähnliche Pulsentwicklung ist, hin zu einem Verlauf, der eher dem

Regime der gestreckten Pulse zuzuordnen ist. Mit abnehmender Gesamtdispersion kam es zu einer Verbreiterung des Spektrums, die Pulse wurden kürzer und verloren zudem geringfügig an Energie. Dieses Verhalten deckt sich mit den Erwartungen; man sieht hier jedoch deutlich, dass der Übergang zwischen den einzelnen Regimen fließend ist und durch die Gesamtdispersion eingestellt werden kann. Dennoch ist das Pulsregime alleine durch die Gesamtdispersion des Resonators noch nicht festgelegt (siehe auch Kap. 6.2). Selbstähnliche Pulsentwicklung konnte innerhalb dieser Arbeit bei einer Gesamtdispersion von  $+0,003 \text{ ps}^2$  bis hin zu  $+0,03 \text{ ps}^2$  erhalten werden.

Die maximal erreichte Pulsenergie betrug  $3,3 \text{ nJ}$ , der Oszillator hatte dabei eine Ausgangsleistung von  $130 \text{ mW}$ , was einer optischen zu optischen Effizienz von  $42,6\%$  entspricht. Diese Effizienz ist außerordentlich groß und wird bisher von keinem anderen Femtosekunden-Lasersystem erreicht.

### 6.3.3 Simulationen

Um die selbstähnliche Pulsausbreitung in dem Faserlaser zu verifizieren, wurden Simulationsrechnungen durchgeführt. Ziel war es, bei den vorhandenen Laserparametern selbstähnliche Pulse zu erhalten. Im Gegensatz zu dem in [Ild04] simuliertem Lasersystem hatten die innerhalb dieser Arbeit realisierten Oszillatoren stets noch ein etwa  $1 \text{ Meter}$  langes Stück passiver Faser nach der Verstärkung. Da dort sehr hohe Intensitäten vorliegen, besitzt es einen wesentlichen Einfluss auf die Pulsausbreitung. Insbesondere wäre es möglich, dass dieses passive Faserstück eine selbstähnliche Pulsentwicklung unterdrücken würde, da diese ja nur eine asymptotische Lösungen bei Verstärkung ist.

Die Pulsausbreitung in den verschiedenen Abschnitten des Lasers wurde mit (6.6) durch den Split-Step-Fourier-Algorithmus simuliert, wobei der Faserabschnitt wie in Abb. 5.7 aufgebaut war. Sowohl in der Verstärkerfaser als auch in der passiven Faser wurde eine Dispersion von  $230 \text{ fs}^2/\text{cm}$  und ein nichtlinearer Koeffizient von  $0,047 \text{ (Wm)}^{-1}$  angenommen. Die Sättigung der Verstärkung wurde durch

$$g(E_{\text{puls}}, \omega) = \frac{g_0(\omega)}{1 + E_{\text{puls}} / E_{\text{sat}}} \quad (6.9)$$

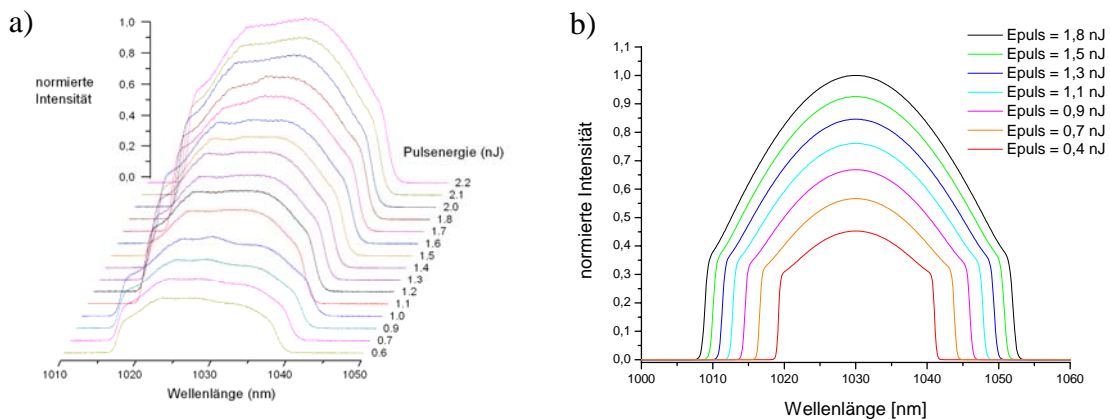
berechnet, wobei  $E_{\text{puls}}$  die Pulsenergie und  $E_{\text{sat}}$  die pumpleistungsabhängige Sättigungsenergie sind. Für den Verstärkungskoeffizient  $g_0(\omega)$  wurde eine parabolische Frequenzabhängigkeit mit einer Bandbreite von  $40 \text{ nm}$  und ein Maximalwert von  $30 \text{ dB}$  angenommen. Neben der Ausbreitung in der Faser sind bei einem Umlauf drei weitere Effekte in diskreter Form zu berücksichtigen. Die nichtlineare Transmission aufgrund der Polarisationsdrehung wurde durch

$$T_{\text{nonlin}} = 1 - \frac{l_0}{1 + P(t)/P_{\text{sat}}} \quad (6.10)$$

mit der Sättigungsleistung  $P_{\text{sat}} = 0,5 \text{ kW}$  und dem ungesättigten Verlust von  $l_0 = 0,3$  beschrieben. Nach der Amplitudenmodulation durch nichtlineare Polarisationsdrehung erfolgt dann die Dispersionskompensation durch die Gitter derart, dass die Gesamtdispersion des Resonators  $6000 \text{ fs}^2$  betrug. Die linearen Verluste und die lineare Auskopplung wurden schließlich als letztes Element durch Reduktion der Amplitude um den Faktor 5 berücksichtigt.

Zum Start der Simulationen wurde weißes Rauschen angenommen. Nach etwa tausend Umläufen konnte eine Pulsformierung beobachtet werden und wenig später stellte sich ein stationärer Zustand ein, der sich auch bei einigen weiteren tausend Umläufen nicht mehr veränderte. Solche stabile Lösungen konnten in einem gewissen Parameterbereich erhalten werden. Insbesondere bestätigten die Simulationen die in [Ild04] getroffene Aussage, dass das selbstähnliche Regime im aufgebauten System eine Skalierung der Energie zu sehr hohen Werten erlaubt.

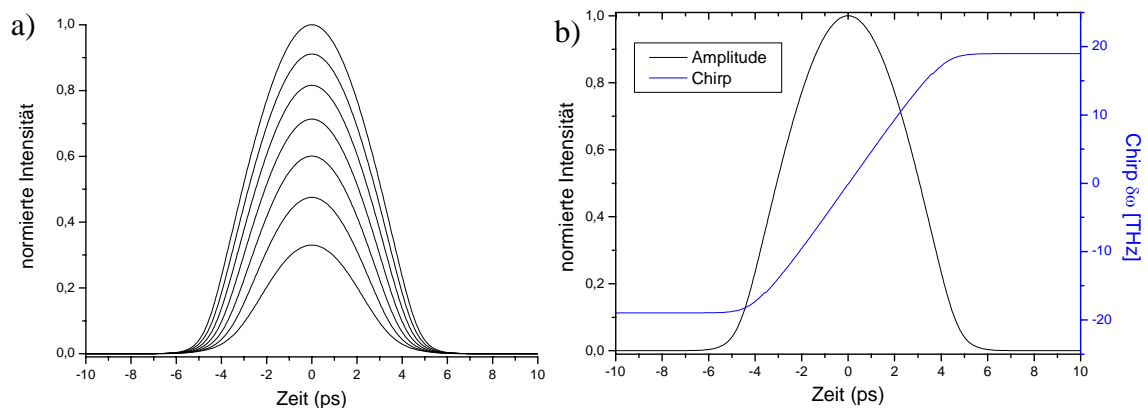
Auch experimentell konnte festgestellt werden, dass sich das selbstähnliche Regime gegenüber einer Veränderung der Pulsenergie stabiler verhält als jedes andere Regime. Abb. 6.17a zeigt die gemessene Entwicklung des Spektrums bei verschiedener Pumpleistung. Pulsenergien von  $0,6 \text{ nJ}$  bis hin zu  $2,2 \text{ nJ}$  konnten erreicht werden, wobei sich das Spektrum weitgehend monoton zu einer größeren Bandbreite und höheren Intensitäten entwickelt. Diese Eigenschaft ist ein weiterer Indikator für die selbstähnliche Pulsentwicklung. Ein Vergleich mit den Simulationsergebnissen in Abb. 6.17b zeigt zudem eine hervorragende Übereinstimmung.



**Abb. 6.17:** Gemessene Entwicklung des Spektrums bei einer Variation der Pumpleistung von  $95 \text{ mW}$  bis hinzu  $260 \text{ mW}$  (a). Entsprechende Simulationsergebnisse bei Sättigungsenergien von  $0,4 \text{ nJ}$  bis hin zu  $1,6 \text{ nJ}$  (b).

Aus den Simulationen können eine ganze Reihe weiterer interessanter Aussagen gewonnen werden. Beispielsweise zeigt sich, dass die Pulsstabilität stark von der gesamten nichtlinearen Phase abhängt. Speziell konnte festgestellt werden, dass Pulse mit einer nichtlinearen Phase von mehr als  $\pi$  kleine Störungen im Spektrum aufweisen, die nach mehreren tausend Umläufen schließlich zum Aufbrechen der Pulse führten. Bei einer kleineren nichtlinearen Phase konnte ein solches Aufbrechen nicht beobachtet werden.

Ein weiteres wichtiges Ergebnis der Simulation ist, dass die Pulse ein parabolisches zeitliches Intensitätsprofil aufweisen und lediglich einen linearen Chirp besitzen, wie es in der Abb. 6.18 dargestellt ist. In den Simulationen konnte keine Verschiebung der Pulsenergie aus dem Zentrum zum Beginn oder Ende des Pulses beobachtet werden. Im realen Lasersystem müssen daher störende Effekte aufgetreten sein. Dazu zählt sicherlich TOD, für eine genauere Untersuchung wären jedoch vor allem noch weitere Simulationsrechnungen notwendig, die den Rahmen dieser Arbeit jedoch leider überstiegen hätten.



**Abb. 6.18:** Zeitliches Pulsprofil vor den Resonatorgittern bei einer Pulsenergie von 0,4 nJ bis zu 1,8 nJ (a). Pulsprofil und Chirp für den 1,8 nJ Puls (b).



## 6.4 Vergleich der Einzelpulsregime

Die in den vorherigen Abschnitten dargestellten Regime wurden alle im gleichen System realisiert und charakterisiert. Je nach Regime besitzen die Pulse typische Eigenschaften, welche sie für einen Einsatz in verschiedenen Anwendungen qualifizieren. Ein Überblick über die innerhalb dieser Arbeit beobachteten Pulsparameter wird in Tab. 6.1 gegeben, wobei die erzielten Resultate die typischen Regimeeigenschaften sehr gut widerspiegeln.

	<b>Solitäre Pulse</b>	<b>Gestreckte Pulse</b>	<b>Parabolische Pulse</b>
<b>Gesamtdispersion des Resonators</b>	deutlich negativ: -0,1 ps <sup>2</sup> bis -0,02 ps <sup>2</sup>	gering negativ bis gering positiv: -0,02 ps <sup>2</sup> bis +0,02 ps <sup>2</sup>	positiv: +0,003 ps <sup>2</sup> bis +0,03 ps <sup>2</sup>
<b>Pulsenergie</b>	50 pJ – 300 pJ	0,5 nJ – 2 nJ	0,5 nJ – 3,3 nJ
<b>Pulsdauer gechirpt</b>	~ 1 ps	2 ps – 4 ps	8 ps – 3 ps
<b>Pulsdauer komprimiert</b>	200 fs – 500 fs	50 fs – 100 fs	100 fs – 200 fs
<b>Zeitl. Pulsform</b>	sech <sup>2</sup> -Form	gaußförmig	parabolisch
<b>Typisches Spektrum</b>	sech <sup>2</sup> -Form mit Seitenbänder	keine einheitliche Form	parabelförmig mit scharfer Begrenzung der Seiten
<b>Gesamte spektrale Bandbreite</b>	5 nm – 15 nm	40 nm – 90 nm	20 nm – 35 nm
<b>Zeit-Bandbreiten- Produkt</b>	~ 0,5	~ 0,75	~ 1,2

Tab. 6.1: Zusammenfassung der Pulsparameter, die im Rahmen dieser Arbeit realisiert werden konnten.

Das solitäre Regime erzeugt zwar die Pulse mit der kleinsten Pulsenergie und der größten Pulsdauer, dennoch ist es für Anwendungen interessant, bei denen es weniger auf die Pulsparameter sondern vor allem auf die Pulsform ankommt. Mit den sech<sup>2</sup>-förmigen Pulsen von herausragender Qualität stehen im solitären Regime äußerst attraktive Eigenschaften zur Verfügung.

Die kürzesten Pulse wurden im Regime der gestreckten Pulse bei gleichzeitig hohen Pulsenergien erzeugt. Die Pulsspitzenleitung ist vergleichbar zum selbstähnlichen Regime, wobei jedoch wesentlich größere spektrale Bandbreiten erzeugt wurden. Diese große spektrale Bandbreite ermöglicht eine einfache Verschiebung der Zentralwellenlänge durch Filterung, wie es für viele Anwendungen erforderlich ist. Vor allem zeichnet sich das Regime der gestreckten Pulse jedoch durch die extrem kurzen Pulsdauern aus. Pulsdauern, die

deutlich unterhalb von 100 fs liegen, werden somit in einem extrem kompakten, kostengünstigen und effizienten System ermöglicht.

Im Regime der parabolischen Pulse wurden die höchsten Pulsenergien erreicht. Durchgeführte numerische Simulationen zeigen, dass eine weitere Skalierung der Pulsenergie möglich ist und somit keine fundamentale Beschränkung wie in den anderen beiden Regimen vorliegt. Daher ist das parabolische Regime die bevorzugte Betriebsart für die große Zahl der Anwendungen, die eine möglichst hohe Pulsenergie bei gleichzeitig hoher Pulsspitzenleistung benötigen. Neueste Ergebnisse demonstrieren die Erzeugung von Pulsenergien bis zu 14 nJ [Buc05]. Faseroszillatoren sind daher bereits eine Alternative zu Titan-Saphir-Systemen. Zusätzlich weisen die parabolischen Pulse eines Faseroszillators äußerst interessante Eigenschaften für eine anschließende Verstärkung in einer Faser auf. Die Selbstphasenmodulation ruft dort lediglich einen linearen Chirp hervor, der sich nach der Verstärkung leicht entfernen lässt. Mit parabolischen Pulsen konnten daher in einem Faserverstärker Pulsenergien von mehreren hundert Nanojoule bei einer Dauer von weniger als 100 fs erzielt werden [Limpert02].

## 7. Zusammenfassung und Ausblick

Faseroszillatoren bieten im Vergleich zu anderen Festkörpersystemen die Möglichkeit, ultrakurze Pulse in einem kompakten, günstigen und effizienten System zu erzeugen. Diese konzeptionellen Vorteile können Faseroszillatoren zu einem weit verbreiteten Werkzeug machen und somit der gesamten ultraschnellen Optik eine Vielzahl neuer Anwendungsfelder eröffnen.

Im Rahmen der vorliegenden Arbeit wurde ein Kurzpulsfaseroszillator realisiert. Dadurch gelang die Erzeugung ultrakurzer Pulse in einem kompakten System mit außergewöhnlicher Effizienz, wobei erstmalig alle drei bekannten Pulsregime im gleichen System gefunden und nachgewiesen wurden. Die somit mögliche Charakterisierung erlaubt ein exzellentes Verständnis des Lasers und belegt eindrucksvoll das Potential faserbasierter Ultrakurzpulsquellen.

Innerhalb dieser Arbeit wurde zunächst ein korrigiertes Modell der nichtlinearen Polarisationsdrehung aufgestellt. Darin konnten wesentliche Zusammenhänge zwischen den Polarisationsselementen und der Pulsformierung erstmals aufgedeckt werden. Wichtige Eigenschaften des Lasers wie z.B. das Startverhalten wurden daraus abgeleitet und ermöglichen neue Einsichten in den experimentellen Aufbau.

Solitäre Pulse wurden mit einer Pulsdauer von 215 fs und einer Pulsenergie von 250 pJ hergestellt, wobei ihre exzellente Pulsqualität besonders hervorzuheben ist. Gestreckte Pulse ermöglichen die kürzesten Pulsdauern und generieren spektrale Bandbreiten von bis zu 90 nm. Innerhalb dieser Arbeit wurden somit Pulsdauern von nur 51 fs bei Energien von über einem Nanojoule realisiert. Von herausragender Bedeutung ist vor allem der Nachweis des selbstähnlichen Regimes im aufgebauten Laser. Mit der parabolischen Pulsform eignet es sich hervorragend als Quelle für einen Faserverstärker und ermöglicht dadurch die Erzeugung von Pulsen mit exzellenten Parametern in einem komplett faserbasierten Lasersystem. Pulsenergien von bis zu 3,3 nJ bei einer Pulsdauer von nur 148 fs wurden im selbstähnlichen Regime erzielt. Die Pulsausbreitung wurde dabei unter genauer Berücksichtigung des experimentellen Aufbaus modelliert. Die erhaltenen Simulationsergebnisse zeigen eine exzellente Übereinstimmung mit den experimentellen Ergebnissen und belegen darüber hinaus, dass im selbstähnlichen Regime noch weitaus höhere Pulsenergien erreicht werden können. Eine weitere Skalierung der Pulsenergie ist somit möglich, weshalb die Werte von Titan-Saphir-Systemen in greifbarer Nähe sind.

Das große Interesse an Faseroszillatoren wird zu einer stetigen Verbesserung deren Eigenschaften führen. Zukünftige Entwicklungen werden dabei vor allem einer weiteren Erhöhung der Pulsenergie, einer Verbesserung der Pulsqualität und einer Verbesserung der praktischen Betriebseigenschaften gelten. Zur Erhöhung der Pulsenergie kommt einerseits ein direktes Management der Nichtlinearität in Betracht [Ild02]. Femtosekundenpulse akkumulieren unter bestimmten Bedingungen eine nichtlineare Phase mit entgegengesetztem Vorzeichen [Qian99, Liu99], so dass ein Aufbrechen der Pulse selbst bei extremen Intensitäten verhindert werden kann. Andererseits lassen sich die Vorzüge eines komplexeren Faserdesigns zu einer weiteren Steigerung der Pulsenergie verwenden. Hier sind vor allem mikrostrukturierte Fasern mit größerem Modendurchmesser und eine Erhöhung der Pumpleistung durch Doppelkernfasern zu nennen.

Die gegenwärtig größte Beschränkung auf dem Weg zu noch höheren Pulsenergien stellt die Übersteuerung der nichtlinearen Polarisationsdrehung dar [Buc05]. Dieses Problem könnte durch die kombinierte Verwendung von nichtlinearer Polarisationsdrehung und eines sättigbaren Halbleiterabsorbers im gleichen Resonator gelöst werden. Erste Untersuchungen haben bereits vielversprechende Resultate ergeben.

Ein weiteres Aufgabenfeld für zukünftige Entwicklungen wird auch die Durchstimmbarkeit der Zentralwellenlänge sein. Ytterbium-dotierte Fasern ermöglichen prinzipiell Laserbetrieb im Wellenlängenbereich von 970 nm bis hin zu 1200 nm [Pask95]. Der Betrieb von Oszillatoren bei anderen Wellenlängen oder die Frequenzkonversion durch parametrische Verstärkung wird daher ein interessantes Ziel weiterer Forschung sein.

Auf dem Weg zu einem Einsatz in vielen Anwendungen ist auch die Verbesserung der Betriebseigenschaften von Faseroszillatoren entscheidend. Die Entwicklung eines vollständig faserintegrierten Oszillators, ist in dieser Hinsicht sicherlich von herausragender Bedeutung. Zwar steht einer Umsetzung des in dieser Arbeit vorgestellten Systems prinzipiell nichts im Wege, in der Praxis wurde jedoch erst die Integration der Dispersionskompensation [Lim04] bzw. die Erzeugung von Pikosekundenpulsen aus einem geschlossenen Faser-ring demonstriert [Rul05]. Auch die Verbesserung der Start- und der Stabilitätseigenschaften wird Gegenstand weiterer Entwicklungen sein. Ein Hauptproblem der nichtlinearen Polarisationsdrehung ist ihre Empfindlichkeit gegenüber unvermeidbarer Doppelbrechung, so dass im aufgebauten System bereits kleine mechanische Störungen zu einem Verlust der Modenkopplung führten. Die Doppelbrechung lässt sich in einem Hybridresonator reduzieren, der sowohl polarisationserhaltende als auch gewöhnliche Fasern enthält [Lim05]. Dies geschah jedoch zu Lasten der Starteigenschaften, so dass ein akusto-

optischer Modulator zum Initiieren der Modenkopplung notwendig wurde. Ein möglicher Ausweg bietet auch hier die Verwendung eines Sesams.

Ein völlig anderer Ansatz zur Verbesserung der Resonatorstabilität ist ein Verzicht auf nichtlineare Polarisationsdrehung und die Verwendung eines Sesams als einzigen Mechanismus zur Modenkopplung. Sieht man von der größeren Pulsdauer ab, so stellt ein Laser, der ausschließlich aus polarisationserhaltender Faser besteht, ein äußerst attraktives System dar. Der Aufbau eines solchen Systems gelang am Institut für Angewandte Physik kürzlich zum ersten Mal [Nie05].

Es bleibt festzustellen, dass in den vergangenen Jahren enorme Fortschritte bei der Entwicklung faserbasierter Ultrakurzpulsquellen gemacht wurden. Dennoch ist ihr Potential bei Weitem nicht ausgeschöpft, so dass es vielleicht nur eine Frage der Zeit ist, bis Faseroszillatoren ihre Fähigkeiten in einer Fülle von Anwendungen unter Beweis stellen.

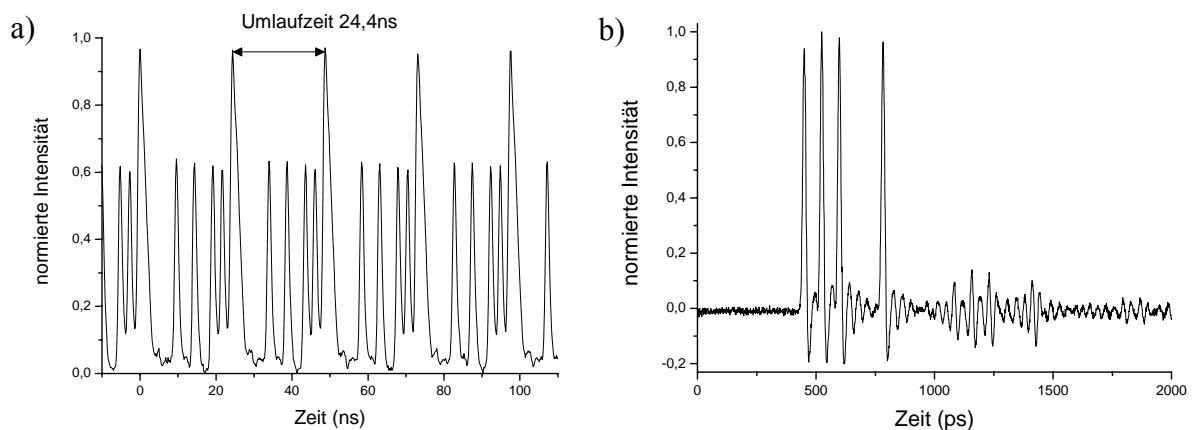
## 8. Anhang: Multipulse und Periodenvervielfachung

### 8.1 Multipulse

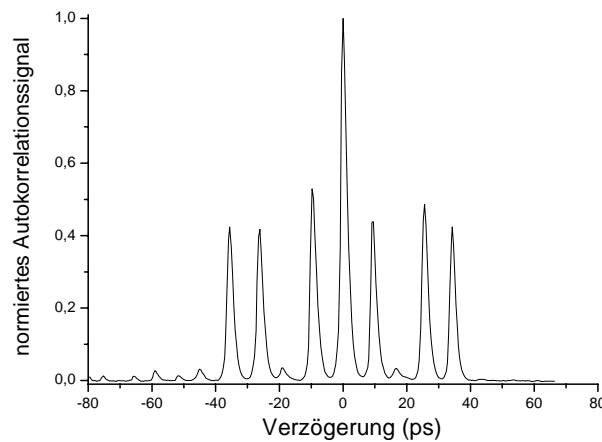
Die bisher dargestellten Ergebnisse wurden ausschließlich von einem einzigen Puls im Resonator erzeugt. Daneben erlaubt die nichtlineare Dynamik jedoch eine ganze Reihe von stabilen Regimen, bei denen mehrere Pulsen gleichzeitig im Resonator umlaufen. Das Auftreten solcher Multipulse stand einer Charakterisierung des Systems oft im Wege und ein erheblicher Zeitaufwand musste in die Detektion und ihre Unterdrückung investiert werden (siehe Kap. 6.1.5). Multipulse geben jedoch auch Aufschluss über interessante Systemeigenschaften und sollen daher in dieser Arbeit nicht gänzlich ausgespart werden.

Im Allgemeinen können Multipulse durch die Übersteuerung des sättigbaren Absorbers oder durch das Aufbrechen eines Pulses wegen zu großer Nichtlinearität verursacht werden. In beiden Fällen ist die Bildung eines stabilen Multipulsregimes möglich, da somit ein besserer Abbau der im Verstärkermedium gespeicherten Energie erreicht wird. Während in einem Einzelregime die ausgekoppelten Pulse stets Kopien des gleichen Pulses sind, ist dies bei Multipulsregimen nicht der Fall. Es entstehen Schwankungen der Amplitude und Form eines Pulses, was Multipulsregime von vielen Anwendungen ausschließt.

Ein Großteil der Laborzeit wurde daher der Vermeidung von Multipulsen gewidmet. Zunächst erforderte die Detektion von Multipulsen einen erheblichen Aufwand, da stabiler Einzelpulsbetrieb nur durch eine Messung des Pulszuges am Oszilloskop, am Sampling-Scope und am Autokorrelator gesichert werden kann. Andernfalls können Multipulse nicht ausgeschlossen werden, da sie auf unterschiedlichsten Zeitskalen auftreten können, wie die Abb. 8.1 und 8.2 zeigen.



**Abb. 8.1:** Direkter Nachweis von Multipulsen im Pulszug mit einer schnellen Photodiode (a) und einer ultraschnellen Photodiode im Verbund mit dem Sampling-Scope (b).

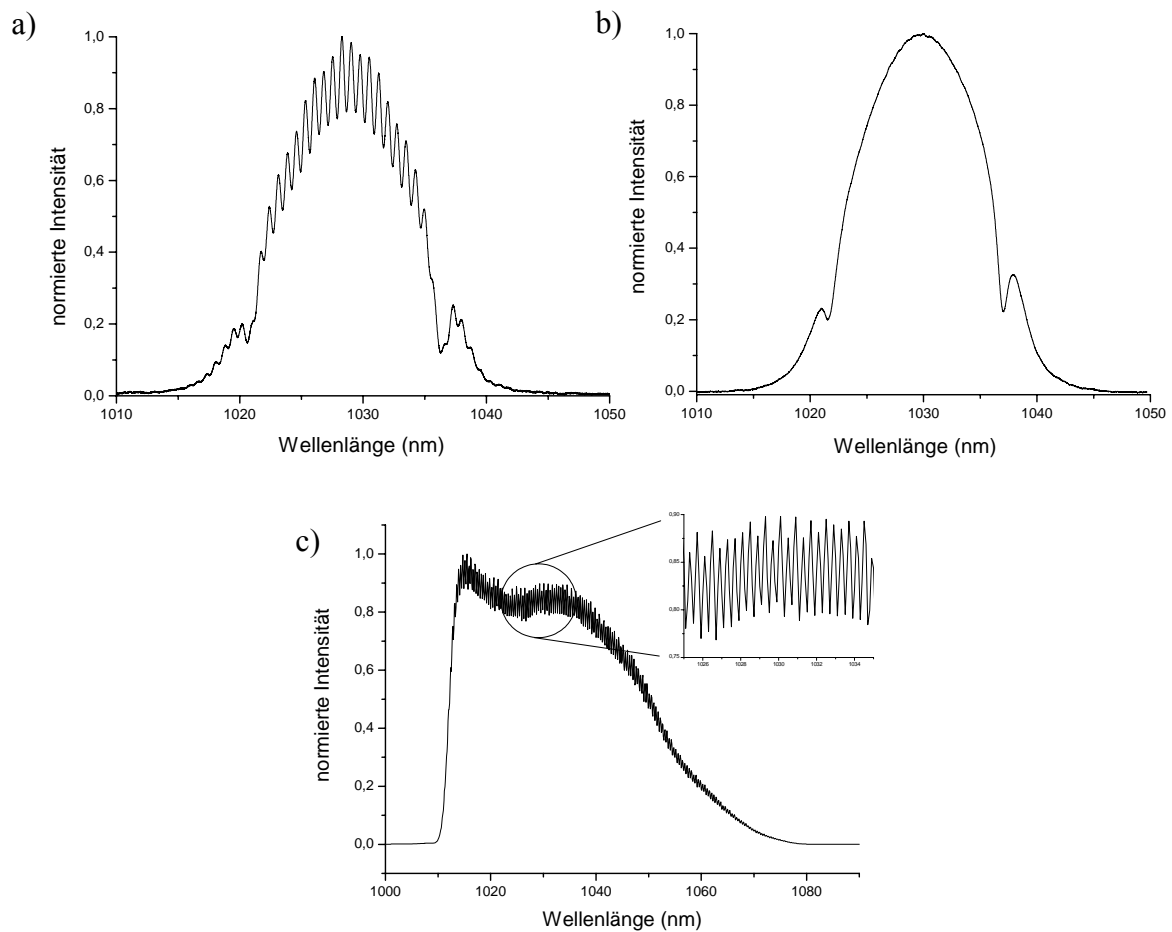


**Abb. 8.2:** Nachweis von Multipulsen durch die Autokorrelation.

Neben der Detektion der Multipulse war auch die Unterdrückung der Multipulse selbst mit einem immensen Zeitaufwand verbunden, da ein Einzelpulsbetrieb oft nicht durch einfaches Reduzieren der Pumpleistung erreicht werden konnte. Erst eine Anpassung verschiedener Parameter führte – wenn überhaupt – zum Einzelpulsbetrieb.

Während dieser Arbeit wurde eine große Vielzahl von Multipulsregimen beobachtet, wobei zwischen den einzelnen Pulsen eines Multipulsregimes oft eine Korrelation bestand. Die Pulse mancher Regime hatten eine absolut identische Form und auch ihr Abstand war gleich, so dass man effektiv eine Vervielfachung der Pulswiederholfrequenz beobachtet. Es existieren jedoch auch Regime, deren Pulse scheinbar zusammenhanglos sind (Abb. 8.1).

Die Spektren solcher Multipulsregime können extrem unregelmäßig sein. Bei eng benachbarten Doppelpulsen weist das Spektrum oft eine für Multipulse charakteristische Modulation auf (Abb. 8.3). Gemäß den Gesetzen der Fouriertransformation korrespondiert die Modulationsperiode des Spektrums  $\Delta\nu$  mit dem zeitlichen Abstand der Doppelpulse  $\Delta t = 1/\Delta\nu$ .

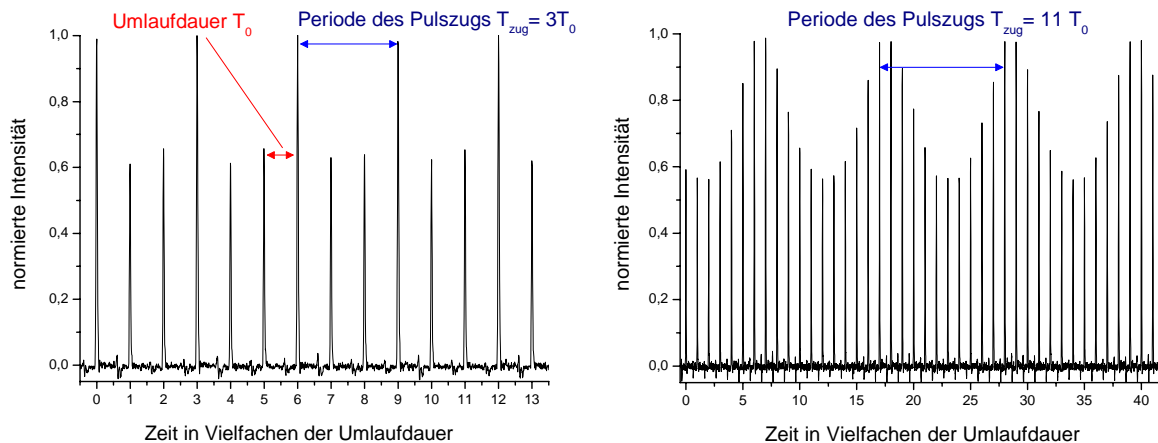


**Abb. 8.3:** Modulation eines Spektrums durch Multipulse im solitären Regime (a). Zum Vergleich das gleiche Regime mit nur einem Puls im Resonator (b). Extrem schnelle Modulation bei Multipulsen im Regime der gestreckten Pulse (c).

## 8.2 Periodenvervielfachung

Eng mit der Entstehung von Multipulsen verknüpft ist das Phänomen der Periodenvervielfachung, von dem bereits vor einigen Jahren berichtet wurde [Suc95, Tamura94]. Dabei wird eine periodische Veränderung des Pulses, über mehrere Umlaufdauern beobachtet (Abb. 8.4). Es handelt sich hierbei nicht um ein Messartefakt, sondern die Abtastrate des Digitaloszilloskops ist lediglich für geringe Fluktuationen der Pulsamplituden verantwortlich.





**Abb. 8.4:** Beispiele für beobachtete Periodenvervielfachung.

Eine Erklärung für dieses interessante Phänomen kann in [Ilday04] gefunden werden. Das Zusammenspiel der nichtlinearen Transmission und der Sättigung der Verstärkung bedingt eine nichtlineare Veränderung der Pulsenergie bei jedem Umlauf, wobei die periodischen Randbedingungen eines Faseroszillators stabilen Lösungen enge Grenzen setzen. Meistens hat die Pulsenergie daher an einer festen Resonatorstelle den gleichen Wert. Wird die Transmission jedoch stark durch die Pulsenergie moduliert, so können ab einer gewissen Pumpleistung Regime entstehen, bei denen die Pulsenergie ständig zwischen verschiedenen Werten springt.

Ein solches Verhalten ist nicht ungewöhnlich für ein nichtlineares System und entspricht dem bekannten Feigenbaum-Diagramm. Im Gegensatz dazu geht die Pulsdynamik jedoch bei einem noch höheren Anstieg der Pumpleistung nicht in ein chaotisches Verhalten über, sondern das System nutzt seine zusätzlichen Freiheitsgrade und bricht den Puls in zwei Teile auf. Diese bilden dann einen stabilen Zustand, indem sie einen effizienten Abbau der Inversion bewirken ohne die nichtlineare Polarisationsdrehung zu übersteuern. Das Phänomen der Periodenvervielfachung ist somit ein weiteres Beispiel für die komplexen nichtlinearen Prozesse in Faseroszillatoren, und macht diese selbst für systemtheoretische Untersuchungen interessant.

---

## 9. Literaturverzeichnis

- [Agr01] G. P. Agrawal: "Nonlinear Fiber Optics", Academic Press (2001)
- [Agra01] G. P. Agrawal: "Applications of Nonlinear Fiber Optics", Academic Press (2001)
- [Bat05] Batop GmbH: "SAM<sup>®</sup> data sheet SAM-1040-35-x,  $\lambda = 1040 \text{ nm}$ ", [www.batop.com](http://www.batop.com) (2005)
- [Bar96] G. I. Barenblatt: "Scaling, Selfsimilarity, and Intermediate Asymptotics", Cambridge University Press, Cambridge (1996)
- [Bra91] T. Brabec, Ch. Spielmann, F. Krausz, Opt. Lett. 16, 1961 (1991)
- [Bra95] T. Brabec, S. M. J. Kelly, F. Krausz: "Passive modelocking in solid state lasers", Beitrag in "Compact Sources of Ultrashort Pulses", Cambridge University Press, Edited by I. N. Duling (1995)
- [Bra93] T. Brabec, S. M. J. Kelly, Opt. Lett. 18, 2002 (1993)
- [Bra96] B. Braun, C. Hönninger, G. Zhang, U. Keller, F. Heine, T. Kellner, G. Huber: "Efficient intracavity frequency doubling of a passively modelocked diode-pumped Nd:LSB laser", Opt. Lett. 21:1567-1569 (1996)
- [Boy03] R. W. Boyd: "Nonlinear Optics", Academic Press (2003)
- [Bed99] T. Beddard, W. Sibbett, D. T. Reid, J. Garduno-Mejia, N. Jamasbi, M. Mohebi: "High-average-power, 1-MW peak-power self-mode-locked Ti:sapphire oscillator", Opt. Lett. 24:163-165 (1999)
- [Buc05] J. R. Buckley, F. W. Wise, F. Ö. İlday, T. Sosnowski: "Femtosecond fiber lasers with pulse energies above 10nJ", Opt. Lett. 30:1888-1890 (2005)
- [Buck05] J. R. Buckley, F. W. Wise, Veröffentlichung in Vorbereitung
- [Cor05] Corning, Datenblatt: HI 1060 Speciality Fiber, [www.corning.com](http://www.corning.com) (2005)
- [Cur93] P. F. Curley, Ch. Spielmann, T. Brabec, F. Krausz, E. Wintner, A. J. Schmidt, Opt. Lett. 18, 54 (1993)
- [Dem98] W. Demtröder: "Laser Spectroscopy", Springer-Verlag (1998)
- [Den94] M. L. Dennis, I. N. Duling: "Experimental Study of Sideband Generation in Femtosecond Fiber Lasers", IEEE J. O. Q. E., Vol. 30, No. 6 (1994)
- [DeM66] A. J. De Maria, D.A. Stetser, H. Heynau, Appl. Phys. Lett 8:174-176 (1966)

- [Dig93] M. J. F. Digonnet: "Rare Earth Doped Fiber Lasers and Amplifiers", New York: Marcel Dekker (1993)
- [Dug69] M.A.. Duguay, J.W. Hansen, Appl. Phys. Lett. 15, 192 (1969)
- [Elg93] J. N. Egin, Phys. Rev. A, 47, 4331 (1993)
- [Fer00] M. E. Fermann, V. I. Kruglov, B. C. Thomsen, J. M. Dudley, J. D. Harvey: "Self-Similar Propagation and Amplification of Parabolic Pulses in Optical Fibers", Phys. Rev. Lett. 84:6010-6013 (2000)
- [Fer03] M. E. Fermann in "Ultrafast Lasers, Technology and Applications", edited by M. E. Fermann, A. Galvanauskas, G. Sucha; Dekker-Verlag, New York, Basel (2003)
- [For84] R. L. Fork, O. E. Martinez and J. P. Gordon, "Negative dispersion using pairs of prisms", Opt. Lett. 9, 150 (1984)
- [Gha98] A. Ghatak, K. Thyagarajan: "Introduction to fiber optics", Cambridge University Press (1998)
- [Gor92] J. P. Gordon, J. Opt. Soc. Am. B 9, 91 (1992)
- [Hau88] H. A. Haus, "Derivation of instantaneous third order polarizability: Quantum Optics And Femtosecond Optics Memo 13" tech. rep., MIT (1988)
- [Hau91] H. A. Haus, J. G. Fujimoto, E. P. Ippen, "Structures for additive pulse mode locking," J. Opt. Soc. Amer. B, vol. 8, 2068-2076 (1991)
- [Haus91] H. A. Haus, E. P. Ippen, "Self-starting of passively mode-locked lasers", Opt. Lett, vol. 17, 1331-1333 (1991)
- [Hau94] H. A. Haus, K. Tamura, L. E. Nelson, E. P. Ippen, "Stretched pulse additive pulse mode-locking in fiber lasers: theory and experiment", IEEE J. Quantum Electron., (1994)
- [Hau95] H. A. Haus, K. Tamura, L. E. Nelson, E. P. Ippen, IEEE J. Quantum Electron 31:591-598 (1995)
- [Haus95] H. A. Haus: "Short pulse generation", in "Compact Sources of Ultrashort Pulses", Cambridge Studies in Modern Optics, edited by Irl N. Duling (1995)
- [Hön99] C. Hönninger, R. Paschotta, F. Morier-Genoud, M. Moser, U. Keller, J. Opt. Soc. Am. B 16:46-56 (1999)
- [Ild02] F. Ö. Ilday, F. W. Wise, J. Opt. Soc. Am. B 19, 470 (2002)

- [Ild03] F. Ö. Ilday, J. R. Buckley, H. Lim, F. W. Wise, W. G. Clark: "Generation of 50-fs, 5-nJ pulses at 1.03mm from a wave-breaking-free fiber laser", Opt. Lett., Vol.28, No.15, 1365-1367 (2003)
- [Ilday03] F. Ö. Ilday, J. R. Buckley, L. Kuznetsova, F. W. Wise: "Generation of 36-femtosecond pulses from a ytterbium fiber laser", Opt. Expr., No. 26, Vol. 11 (2003)
- [Ild04] F. Ö. Ilday, J. R. Buckley, W. G. Clark, F. W. Wise: "Self-Similar Evolution of Parabolic Pulses in a Laser", Phys. Rev. Lett. 92, Nr. 21 (2004)
- [Ilday04] F. Ö. Ilday: "Theory and Practice of High-Energy Femtosecond Fiber Lasers", Dissertation, Cornell University (2004)
- [Ino05] INO, Datenblatt: R&D rare-earth doped fibers, www.ino.ca (2005)
- [Kel03] U. Keller in "Ultrafast Lasers, Technology and Applications", edited by M. E. Fermann, A. Galvanauskas, G. Sucha; Dekker-Verlag, New York, Basel (2003)
- [Kel92] U. Keller, D. A. B. Miller, G. D. Boyd, T. H. Chiu, J. F. Ferguson, M. T. Asom: „Solid-state low-loss intracavity saturable absorber for Nd:YLF lasers: an antiresonant semiconductor Fabry-Perot saturable absorber", Opt. Lett. 17:505-507 (1992)
- [Kelly92] S. M. J. Kelly, Electron. Lett. 28, 806 (1992)
- [Koe92] W. Koechner: "Solid-State Laser Engineering", Springer-Verlag (1992)
- [Kra92] F. Krausz, M. E. Fermann, T. Brabec, P. F. Curley, M. Hofer, M. H. Ober, Ch. Spielmann, E. Wintner, A. J. Schmidt, IEEE J. Quantum Electron, QE-28, 2097 (1992)
- [Kra93] F. Krausz, T. Brabec: „Passive mode locking in standing-wave laser resonators“, Opt. Lett., vol.18, 888-890 (1993)
- [Let69] V. S. Letokhov, Sov. Phys. JETP 28, 562 und 1062 (1969)
- [Lem92] B. E. Lemoff, C. P. J. Barty, Opt. Lett. 17, 1367 (1992)
- [Lim02] H. Lim, F. Ö. Ilday, F. W. Wise: "Femtosecond ytterbium fiberlaser with photonic crystal fiber for dispersion control", Optics Express, Vol. 10, No. 25, 1497-1502 (2002)
- [Lim04] H. Lim, F. W. Wise: „Control of dispersion in a femtosecond ytterbium laser by use of hollow-core photonic bandgap fiber", Optics Express, Vol. 12, No. 10, 2231-2235 (2004)

- [Lim05] H. Lim, A. Chong, F. W. Wise: "Environmentally-stable femtosecond ytterbium fiber laser with birefringent photonic bandgap fiber", Vol. 13, No. 9, Opt. Exp. (2005)
- [Limpert02] J. Limpert, T. Schreiber, T. Clausnitzer, K. Zöllner, H.-J. Fuchs, E.-B. Kley, H. Zellmer, A. Tünnermann: "High-power femtosecond Yb-doped fiber amplifier", Opt. Express 10, 14, 628 (2002)
- [Liu99] X. Liu, L. Qian, F. W. Wise, Opt. Lett. 24, 1777 (1999)
- [Mar85] O. E. Martinez, R. L. Fork, J. P. Gordon, J. Opt. Soc. Amer. B, 2, 753 (1985)
- [Moc65] H. W. Mocker, R. J. Collins, Appl. Phys. Lett. 7:270-273 (1965)
- [Mol80] L. F. Mollenauer, R. H. Stolen, J. P. Gordon, Phys. Rev. Lett. 45, 1095 (1980)
- [Mor99] U. Morgner, F. X. Kärtner, S. H. Cho, Y. Chen, H. A. Haus, J. G. Fujimoto, E. P. Ippen, V. Scheuer, G. Angelow, T. Tschudi: "Sub-two-cycle pulses from a Kerr-lens mode-locked Ti:sapphire laser", Opt. Lett. 24:411-413 (1999)
- [Nie05] C. K. Nielsen, B. Ortac, T. Schreiber, J. Limpert, R. Hohmuth, W. Richter, A. Tünnermann: "Self-starting self-similar all-polarization maintaining Yb-doped fiber laser", Opt. Expr., Vol. 13, No. 23 (2005)
- [Nos92] D. U. Noske, N. Pandit, J. R. Taylor, Opt. Lett. 17, 1515 (1992)
- [Nos93] D. U. Noske, J. R. Taylor, "Spectral and temporal stabilisation of a diode-pumped ytterbium-erbium fibre soliton laser", Elect. Lett., vol 29, 2200-2203 (1993)
- [Pask95] H. M. Pask, R. J. Carman, D. C. Hanna, A. C. Tropper, C. J. Mackechnie, P. R. Barber, J. M. Dawes: "Ytterbium-Doped Silica Fiber Lasers: Versatile Sources for the 1-1.2  $\mu\text{m}$  Region", IEEE J. Q. E., Vol. 1, No. 1 (1995)
- [Pas97] R. Paschotta, J. Nilsson, A. C. Tropper, D. C. Hanna: "Ytterbium-Doped Fiber Amplifiers", IEEE J. Quantum Electron 33:1049-1056 (1997)
- [Pro93] B. Proctor, F. Wise, Appl. Phys. Lett. 62, 470 (1993)
- [Poo98] C. P. Poole: "The Physics Handbook": Fundamentals and Key Equations, Wiley-Interscience (1998)
- [Qian99] L. J. Qian, X. Liu, F. W. Wise, Opt. Lett. 24, 166 (1999)

- [Rul05] A. B. Rulkov, M. Y. Vyatkin, S. V. Popov, J. R. Taylor, V. P. Gapontsev: "High brightness picosecond all-fiber generation in 525-1800nm range with picosecond Yb pumping", Vol. 13, No. 2, Opt. Exp. (2005)
- [Sal91] B. E. A. Saleh, M. Carl Teich: "Fundamentals of Photonics", John Wiley & Sons (1991)
- [Sac00] P. L. Sachdev, "Self-similarity and Beyond: Exact Solutions of Nonlinear Problems", CRC, New York (2000)
- [Spü99] G. J. Spühler, R. Paschotta, R. Fluck, B. Braun, M. Moser, G. Zhang, E. Gini, U. Keller, J. Opt. Soc. Am. B/Vol. 16, No. 3, 376-388 (1999)
- [Suc95] G. Sucha, S. R. Bolton, S. Weiss, D. S. Chemla, Opt. Lett. 20, 1794 (1995)
- [Sny83] A. W. Snyder, J. D. Love, "Optical Waveguide Theory", 1st ed., Chapman & Hall (1983)
- [Tam93] K. Tamura, E. P. Ippen, H. A. Haus, L. E. Nelson, "77-fs pulse generation from a stretched-pulse additive pulse mode locked all-fiber ring laser", Opt. Lett., Vol. 18, pp 1080-1082 (1993)
- [Tam94] K. Tamura: "Additive Pulse Mode-Locked Erbium-Doped Fiber Lasers", PhD-Thesis, MIT (1994)
- [Tamu94] K. Tamura, L. E. Nelson, H. A. Haus, E. P. Ippen, "Soliton versus nonsoliton operation of fiber ring lasers", Apl. Phys. Lett., Vol. 64, pp. 149-151 (1994)
- [Tamura94] K. Tamura, C. R. Doerr, H. A. Haus, E. P. Ippen, IEEE Phot. Tech. Lett. 6, 697 (1994)
- [Urq88] P. Urquhart, "Review of rare earth doped fibre lasers and amplifiers", IEEE Proceedings, Vol. 135, Pt. J., No. 6 (1988)
- [Wal90] S. J. Walker, H. Avramopoulos, T. Sizer II: Opt. Lett. 15, 1070 (1990)
- [Yar94] A. Yariv, Optical Electronics. New York, NY 10017: CBS College Publishing (1985)
- [Zak72] V. E. Zakharov, A. B. Shabat, Sov. Phys. JETP 34, 63 (1972)

## **Erklärung:**

Ich erkläre, dass ich die vorliegende Arbeit selbstständig verfasst und keine anderen als die angegebenen Quellen und Hilfsmittel benutzt habe.

Jena, der 25.11.2005

Max Stumpf .....

Seitens des Verfassers bestehen keine Einwände, die vorliegende Diplomarbeit für die Nutzung in der Thüringer Universitäts- und Landesbibliothek zur Verfügung zu stellen.

Jena, der 25.11.2005

Max Stumpf .....